

Д. А. Франк-Каменецкий
ПЛАЗМА —
ЧЕТВЕРТОЕ
СОСТОЯНИЕ
ВЕЩЕСТВА

Д. А. ФРАНК-КАМЕНЕЦКИЙ

ПЛАЗМА — ЧЕТВЕРТОЕ СОСТОЯНИЕ ВЕЩЕСТВА

ИЗДАНИЕ ВТОРОЕ, ИСПРАВЛЕННОЕ



Государственное издательство литературы
по атомной науке и технике Государственного комитета
по использованию атомной энергии СССР
Москва 1963

УДК 533.9

В книге изложены в общедоступной форме основные идеи физики плазмы как на основе модели непрерывной проводящей среды (магнитная гидродинамика), так и посредством рассмотрения движения отдельных заряженных частиц и их столкновений (физическая кинетика). В качестве приложений рассматриваются колебания плазмы, неустойчивость, сжатие и удержание плазмы магнитными полями, ускорение плазмы. Основное внимание уделяется качественной стороне явлений. Формулы даются только в простейших случаях.

Книга рассчитана на инженеров, научных работников и студентов, интересующихся проблемами управляемых термоядерных реакций и ускорения плазмы.

Давид Альбертович Франк-Каменецкий
ПЛАЗМА — ЧЕТВЕРТОЕ СОСТОЯНИЕ ВЕЩЕСТВА

Редактор *А. Ф. Алябьев*
Художник *И. А. Огурцов*
Техн. редактор *Н. А. Власова* Корректор *Н. А. Смирнова*

Сдано в набор 2.I 1963 г. Подписано в печ. 22.IV. 1963 г.
Бумага 84×108/32. Физич. печ. л. 5,0. Привед. п. л. 8,2 Уч.-изд. л. 7,94
Заказ изд. 1074. Тираж 41 000 экз. Т-04945 Цена 24 коп.
Заказ тип. 45.
Госатомиздат. Москва, Центр, ул. Кирова, 18

Типография № 1 Госэнергоиздата. Москва, Шлюзовая наб., 10

ОТ АВТОРА

Идея этой книги принадлежит покойному Игорю Васильевичу Курчатову. Он предложил автору изложить основы физики плазмы без лишней математики, но с достаточной полнотой. Это оказалось нелегкой задачей. Чтобы объяснить физическую картину явлений в плазме, не прибегая к громоздким формулам, нужно было тщательно продумать ее. Книга не застала в живых своего вдохновителя, которому автор может только выразить свою запоздалую, но самую глубокую признательность.

Задача книги — способствовать ознакомлению начинающего читателя с наукой о плазме. Непосредственно книга имеет в виду инженера и техника. Но мы старались сделать ее доступной и менее подготовленному читателю, со знаниями на уровне средней школы. Более трудные места в книге выделены петитом. В основном тексте используемая математика не выходит за рамки элементарной алгебры. Для понимания книги требуются также элементарные представления об электричестве и магнетизме, основах электротехники и радиотехники — все это входит в современные программы средней школы.

Книга не предназначена для легкого чтения. Мы рассчитываем на читателя, для которого знакомство с плазмой не должно быть мимолетным. Надеемся, что он захочет продолжить и углубить его, обратившись к более специальной литературе. Поэтому мы не избегали не только простых формул, но и важнейших специальных терминов.

Каждая научная дисциплина имеет свой язык. Отправляясь в туристскую поездку, мы должны хоть немного познакомиться не только с географией, но и с языком

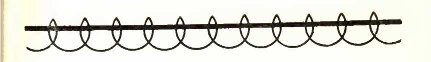
той страны, куда едем. И не менее увлекательное путешествие в новую область знаний также требует хоть некоторого знакомства с ее специальным языком. Конечно, каждый новый термин тут же поясняется и выделяется полужирным шрифтом.

Во всей книге применяется гауссова симметричная система единиц, в которой электрические величины выражаются в единицах СГСЭ, магнитные — в единицах СГСМ системы СГС. Диэлектрическая и магнитная проницаемости пустого пространства считаются равными единице.

Наука о плазме бурно развивается силами обширной армии ученых. Объем этой книги не позволил воздать им всем должное. Упомянув же лишь некоторых, можно было обидеть остальных. Поэтому мы решили не давать ссылок на имена, за исключением тех случаев, когда они в научной терминологии превратились в нарицательные.

Молодая наука о плазме возбуждает сейчас живой интерес в широких кругах с самым различным уровнем подготовки. Мы надеемся, что среди них наша книга найдет своего читателя.

Автор выражает глубокую благодарность своим друзьям и товарищам по работе: С. И. Брагинскому, А. А. Веденову, Е. П. Велихову, В. П. Демидову, Е. К. Завойскому, Б. Б. Кадомцеву, И. А. Ковану, В. И. Когану, М. А. Леонтовичу, Б. И. Патрушеву, Л. И. Рудакову, В. Д. Русанову, Р. З. Сагдееву и В. Д. Шафранову, постоянному общению и многократным дискуссиям с которыми он обязан всеми своими познаниями в физике плазмы. Т. Д. Кузнецова оказала неоценимую помощь в иллюстрировании.



ПЛАЗМА — ЧЕТВЕРТОЕ СОСТОЯНИЕ ВЕЩЕСТВА

Со школьных времен все мы привыкли считать, что вещество бывает в трех состояниях: твердом, жидком и газообразном. Но в последние годы все больше внимания привлекают свойства вещества в четвертом, своеобразном состоянии, которое назвали плазмой. Чем выше температура, тем свободнее себя чувствуют частицы вещества. В твердом теле атомы и молекулы подчинены жесткой дисциплине, стоят в четком строю. В жидкости они могут двигаться, но свобода их ограничена. В газе молекулы или даже атомы перемещаются свободно, но внутри атомов электроны совершают гармоничный танец по своим орбитам, предписанным законами квантовой механики. И, наконец, в плазме уже и электроны оторвались от атомов и приобрели полную свободу движения. Потеряв часть своих электронов, атомы и молекулы получают положительный электрический заряд; после этого они называются ионами. Плазма — это газ, состоящий из положительно и отрицательно заряженных частиц в таких пропорциях, что общий заряд равен нулю. Свободно движущиеся электроны могут переносить электрический ток. Поэтому иначе говорят, что плазма — это проводящий газ.

До сих пор в электротехнике использовались в качестве проводников электричества твердые вещества — металлы. В металле тоже есть свободные электроны. Они оторваны силами, порожденными высокой плотностью. В металле атомы настолько сдавлены, что их электронные оболочки «ломаются». В плазме электроны оторваны другими силами, вызванными быстрым движением горячих частиц, действием света или электрического разряда. Новые удивительные свойства плазмы

позволяют надеяться на широкое использование ее в технике как проводника электричества и как среды с высокой температурой. В электротехнике плазма имеет уже то очевидное преимущество перед металлами, что она в тысячи, если не в миллионы, раз легче.

О плазме физики стали говорить недавно. Но каждый из нас видел плазму. В величественных картинах молнии и северного сияния действующим лицом является именно плазма. Всякий, кто имел «удовольствие» устроить в электрической сети короткое замыкание, тоже встречался с плазмой. Искра, которая проскакивает между проводами, состоит из плазмы электрического разряда в воздухе. Гуляя вечером по улицам большого города, мы любуемся световыми рекламами, не думая о том, что в них светится неоновая или аргоновая плазма. Любое вещество, нагретое до достаточно высокой температуры, переходит в состояние плазмы. Легче всего это происходит с парами щелочных металлов, таких, как натрий, калий и особенно самый тяжелый из них — цезий. Обычное пламя обладает некоторой электропроводностью; оно, хотя и в слабой степени, ионизовано, т. е. является плазмой. Причина этой проводимости — ничтожная примесь натрия, который можно распознать по желтому свечению. Для полной ионизации газа нужны температуры в десятки тысяч градусов.

В наших земных условиях плазменное состояние вещества довольно редко и необычно. Но во Вселенной в целом редким исключением являются, наоборот, холодные твердые тела, вроде нашей Земли. Основная масса вещества Вселенной ионизована, т. е. находится в состоянии плазмы. В звездах ионизация вызывается высокой температурой, в разреженных туманностях и межзвездном газе — ультрафиолетовым излучением звезд.

В солнечной системе из плазмы полностью состоит Солнце, масса которого в триста тридцать тысяч раз больше массы Земли. Верхние слои земной атмосферы ионизованы излучением Солнца, т. е. тоже состоят из плазмы. Эту верхнюю атмосферу называют ионосферой; от нее зависит возможность дальней радиосвязи.

В древности считали, что мир состоит из четырех элементов, или стихий: земли, воды, воздуха и огня. Земле, воде и воздуху отвечают наши твердое, жидкое и газообразное состояния вещества. Плазма соответст-

вует четвертой стихии, которая в космических масштабах является главной, — огню.

Между плазмой и газом нет резкой границы. Плазма подчиняется газовым законам и во многих отношениях ведет себя как газ. Почему же тогда мы говорим о плазме как новом, четвертом состоянии вещества? Новые, необычные свойства плазмы проявляются тогда, когда на нее действует сильное магнитное поле. Такую плазму называют замагниченной.

Мы говорили, что внутри атома электроны совершают гармоничный танец, а в плазме они резвятся без всякого порядка, как молекулы в газе. Но самое важное свойство плазмы — то, что движение частиц в ней можно упорядочить. Можно заставить частицы двигаться регулярным строем. Кто же тот командир, который заставит своевольные электроны подчиниться жесткой дисциплине? Это магнитное поле. В атоме электроны и ядра пляшут маленькими группами. В твердом кристалле они привязаны к определенным местам. В замагниченной плазме бесчисленное множество их марширует, как один стройный коллектив.

Движение частиц обычного газа ограничивается только столкновениями между собой или со стенкой. Движение частиц плазмы может быть ограничено магнитным полем. Плазму можно сдерживать магнитной стенкой, толкать магнитным поршнем, запереть в магнитной ловушке. В сильном магнитном поле частицы плазмы крутятся вокруг магнитных силовых линий. Вдоль магнитного поля частица движется свободно. От сочетания свободного движения вдоль силовой линии и вращения вокруг нее получается винтообразное движение. Если заставить плазму двигаться поперек магнитного поля, она потащит за собой силовые линии. Говорят, что частицы плазмы как бы «приклеены» к силовым линиям или магнитное поле «вморожено» в плазму. Но этот закон вмороженности действует только в горячей плазме. Дело в том, что в горячей плазме частицы быстро проносятся одна мимо другой, не успевая «зацепиться» друг за друга. Такая плазма почти не оказывает сопротивления электрическому току; проводимость ее очень велика. В холодной плазме с низкой проводимостью взаимодействия между частицами при столкновениях позволяют магнитному полю как бы просачиваться сквозь плазму.

Когда мы говорим «холодная» плазма, надо учитывать, что масштаб температуры для плазмы совсем не такой, к какому мы привыкли. За единицу температуры здесь считается электронвольт, равный 11 600° С. Про плазму с температурой десять или сто тысяч градусов физик скажет: «Всего несколько электронвольт — это холодная плазма». У горячей плазмы температура должна измеряться по меньшей мере сотнями электронвольт, т. е. миллионами градусов. Если бы газ не переходил в состояние плазмы, его нельзя было бы нагреть до таких температур, потому что его нечем бы было сдерживать. Никакая твердая стенка не устоит против такого жара, и газ разлетится. Но горячую плазму можно удержать магнитным полем. Частица плазмы крутится винтообразно вокруг силовой линии и не должна сойти со своего пути, пока не столкнется с другой частицей. В горячей плазме столкновения редки, как на железной дороге, где хорошо организована безопасность движения. Пока не произойдет «крушение», частица не должна уйти на стенку. На этом основаны разнообразные проекты магнитных ловушек для удержания горячей плазмы.

К сожалению, оказалось, что не только столкновения сбивают частицы с силовых линий. Есть и другая причина, нарушающая правильное движение частиц, — это коллективное их взаимодействие. Представьте себе шоссе, по которому движется в строю большая колонна автомашин. Достаточно одной машине нарушить порядок движения, как начнется все возрастающий беспорядок. Задние будут наезжать на передние, остановка передних нарушит движение задних. Начавшись в одной точке, этот беспорядок постепенно распространится на всю колонну. Такое явление, когда малое возмущение вызывает всеобщий беспорядок, называется неустойчивостью. В плазме она встречается очень часто.

Одна из увлекательнейших и труднейших задач современной физики — получение и удержание горячей плазмы. Речь идет о нагревании вещества до таких температур, при которых никакая твердая стенка не продержится даже краткий миг. Удержать горячую плазму может только магнитное поле. Оно должно непроницаемым барьером отделить частицы плазмы от стенки, не дать им уйти на стенку или передать ей свою энер-

гию. Главным препятствием на этом пути как раз и оказывается неустойчивость. Если бы не было неустойчивости, задачу удержания плазмы нетрудно было бы решить, и даже не одним способом.

Представим себе трубу, наполненную плазмой. Намотаем на эту трубу катушку из проволоки, пропустим через нее ток. Катушка превратится в электромагнит и создаст внутри трубы магнитное поле. Силовые линии направлены вдоль трубы. Если все частицы движутся в строю, то на стенки их не пустит магнитное поле. Но вдоль трубы они летят свободно и могут вылететь через концы. Чтобы не допустить этого, есть два способа. Можно согнуть трубу в кольцо. Получится тело вроде бублика, известное в геометрии под названием «тор». Это — тороидальная магнитная ловушка. Другой способ — создать на концах трубы более сильные магнитные поля. Они не выпускают плазму из трубы, поэтому их называют магнитными пробками. Иначе можно сказать, что частицы плазмы отражаются от областей сильного поля, которые поэтому и называют магнитными зеркалами.

В тороидальной ловушке удобно нагревать плазму. Ловушку наполняют газом и создают в этом газе сильный электрический ток. Газ нагревается текущим по нему током так же, как спираль электроплитки или нить электрической лампочки. Таким образом можно перевести газ в состояние плазмы и сообщить ей начальный нагрев. Но с повышением температуры резко падает электрическое сопротивление плазмы и она перестает греться. Для получения высоких температур предложены другие, более совершенные способы нагрева с применением высокочастотных разрядов или быстрого сжатия магнитным поршнем. В ловушку с магнитными пробками удобнее впрыскивать быстрые ионы, заранее разогнанные электрическими полями. Таким образом, сразу получается горячая плазма. Но все эти способы нагрева годны только при непременном условии, а именно: плазма не должна соприкасаться с твердыми стенками. Нагреть плазму в контакте со стенкой так же невозможно, как вскипятить воду в сосуде из льда.

Для того чтобы частицы плазмы не ударялись о стенки, нужно заставить их двигаться регулярным сомкнутым строем, что и должна сделать магнитная ловушка.

Но в этом ей мешает неустойчивость. Как расшалившиеся дети на перемене, разбегаются ионы и электроны в разные стороны, с разбегу ударяются о стенки, бесполезно растрачивая свою энергию.

Ударяющиеся о стенку частицы плазмы выбивают из стенки атомы тех веществ, из которых она изготовлена. Таким образом, неустойчивость приводит к загрязнению плазмы посторонними примесями. Тяжелые атомы примесей излучают еще больше энергии в виде света и ультрафиолетовых лучей, и потери энергии прогрессивно возрастают. Вместо горячей плазмы ловушка наполняется холодными продуктами испарения стенок.

Если бы колоссальная колонна частиц плазмы всегда маршировала «в ногу», она бы одинаково хорошо удерживалась как в тороидальной ловушке, так и в ловушке с магнитными пробками. В действительности — увы! — плазменный строй ломается, т. е. возникает неустойчивость. Целая армия физиков вышла в поход на борьбу с неустойчивостью плазмы. Если удастся плазму усмирить, то это сулит грандиозные перспективы.

В недрах Солнца сжатая плазма имеет температуру свыше 10 000 000° К. При этой температуре атомные ядра сталкиваются с такой силой, что соединяются между собой. Происходят термоядерные реакции, приводящие к превращению водорода в гелий и выделению громадного количества энергии. Именно эта энергия, излучаемая Солнцем, и была до сего времени для нас источником всех благ. Можем ли мы «приручить» термоядерные реакции и заставить их служить нам по нашей воле здесь, на Земле? Обычный водород даже при самой высокой температуре выделяет энергию очень медленно. Лишь колоссальная масса его в Солнце и сильнейшее сжатие силой тяжести делают солнечный водород таким мощным источником энергии. Но тяжелые изотопы водорода — дейтерий и тритий — выделяют энергию достаточно быстро. Если удастся устойчиво удерживать их в магнитной ловушке при температурах в десятки миллионов градусов, проблема термоядерной энергии будет решена. Для этого нужно собственно только одно — справиться с неустойчивостью плазмы. Всего одна трудность... но она оказалась столь серьезной, что никто не берется сказать, близко ли ее решение и на каком пути оно лежит.

Термоядерная проблема — самая заманчивая из задач науки о плазме. Широкое изучение свойств плазмы началось именно из-за нее. Но, как всегда, развитие науки принесло неожиданные плоды. Колумб отправился искать путь в Индию, а нашел Америку. В истории науки часто бывает именно так. При изучении свойств плазмы выяснилось, что ее можно толкать магнитным полем. Была построена плазменная пушка, из которой можно выстреливать сгустки плазмы со скоростью до 100 *км/сек.* Это в сто раз быстрее пули и в десять раз быстрее космической ракеты. Сначала эту пушку построили для того, чтобы впрыскивать плазму в магнитную ловушку. Но потом поняли, что из нее можно сделать плазменный двигатель.

Плазменный двигатель по принципу действия очень близок к электромотору, только проводником электричества у него служит не металл, а плазма. Но электромотор простым переключением можно превратить в динамомашину. Естественно, что возникла идея плазменной динамомашины. В ней торможение плазменной струи в магнитном поле возбуждает электрический ток. Не следует ли ожидать, что вся электротехника переключится с тяжелого, неуклюжего металла на легкую подвижную плазму?

Пока еще мало изучены перспективы применения плазмы в радиотехнике. Плазма в магнитном поле имеет много различных типов колебаний. Она испускает радиоволны. Пока наблюдались беспорядочные колебания, так называемые шумы. Но теория говорит, что можно построить плазменные резонаторы и волноводы — устройства, колеблющиеся с вполне определенными частотами.

Много есть необычного в поведении замагниченной плазмы. Электрические силы вызывают в ней массовое движение (так называемый дрейф), а силы не электрической природы возбуждают ток. Скорость движения и ток направлены не вдоль действующей силы, а поперек нее. Сила сообщает плазме не ускорение, а постоянную дрейфовую скорость. Все эти необычные свойства плазмы ждут еще своего использования для блага человечества. И как знать, быть может, даже сама зловредная неустойчивость в будущем найдет себе полезное применение как средство возбуждения колебаний плазмы.

Многие плазменные явления развертываются в колоссальных масштабах в космическом пространстве. Так, солнечные вспышки, видимо, происходят от быстрого сжатия плазмы магнитными полями. При этих вспышках извергаются в пространство плазменные потоки. Магнитные поля, существующие в космическом пространстве, захватывают выброшенную Солнцем плазму в различного рода магнитные ловушки. Такие ловушки, наполненные плазмой, находятся у самой Земли: это известные радиационные пояса, создающие опасность облучения для будущих космонавтов. На Земле после солнечной вспышки наблюдаются полярные сияния, нарушения радиосвязи, магнитные бури. Все это — возмущения плазмы, образующей верхнюю атмосферу Земли, плазменными потоками или ударными волнами, распространяющимися по межпланетной плазме. Распространение ударной волны по почти пустому межпланетному пространству — тоже одно из удивительных свойств замагниченной плазмы. Космические ракеты и искусственные спутники все больше подтверждают роль, которую играет плазма в мировом пространстве.

На наших глазах человечество вступает в космический век, и этот век в значительной степени оказывается плазменным веком. Новый этап в развитии науки и техники предъявляет все возрастающие требования к самой молодой отрасли физики — науке о плазме.

КАК ПОЛУЧАЕТСЯ ПЛАЗМА

Чтобы перевести газ в состояние плазмы, нужно оторвать хотя бы часть электронов от атомов, превратив эти атомы в ионы. Такой отрыв электронов от атомов называется **ионизацией.** Детальный механизм ионизации на атомно-молекулярном уровне мы рассмотрим ниже, здесь же ограничимся общей характеристикой этого процесса.

В природе и технике ионизация может производиться различными путями; важнейшие из них: а) ионизация теплом; б) ионизация излучением; в) ионизация электрическим разрядом.

Всякое вещество становится ионизованным, если его нагреть до достаточно высокой температуры. Это так называемая **термическая ионизация.** Необходимая для нее температура тем ниже, чем слабее связаны электроны,

т. е. чем меньше **энергия ионизации** атома или молекулы. Энергия ионизации атома химического элемента зависит от положения его в таблице Менделеева. Слабее всего связаны электроны в атомах одновалентных щелочных металлов (лития, натрия, калия, рубидия, цезия). В таком атоме один внешний (валентный) электрон находится на дальней орбите, и его легко оторвать. Прочнее всего связаны электроны в атомах инертных газов (гелия, неона, аргона, криптона, ксенона). У них все электроны образуют замкнутые оболочки, которые трудно разрушить. В каждом данном столбце таблицы Менделеева энергия ионизации тем меньше, чем тяжелее атом (в тяжелом атоме много внутренних электронов, экранирующих поле ядра). Поэтому из всех элементов легче всего ионизуется самый тяжелый щелочный металл — цезий. Его охотно применяют в лаборатории и технике для получения термической плазмы.

В присутствии паров щелочных металлов электропроводность газа можно заметить уже при 2000—3000° С. Но чтобы получить термическим путем полную ионизацию плазмы, нужны уже температуры в десятки тысяч градусов.

В природе из термической плазмы состоят звезды. Слабо ионизованную плазму с высокой плотностью и сравнительно низкой температурой можно получить термическим путем с обязательным применением легко ионизующихся добавок. Электропроводность пламени связана прежде всего с наличием в нем примесей щелочных металлов (натрий, окрашивающий пламя в желтый цвет).

Ионизация излучением имеет значение только в очень разреженных газах, так как при сколько-нибудь заметной плотности столкновения между частицами гораздо существеннее, чем действие излучения. Этот путь ионизации важен для астрофизики, потому что ультрафиолетовое излучение горячих звезд вызывает ионизацию в окружающих их газовых туманностях и областях межзвездного газа (так называемые области однозарядного иона водорода[1] HII). Излучение Солнца производит ионизацию верхних слоев атмосферы Земли. Попытки применить ионизацию излучением в технике едва ли будут успеш-

[1] В спектроскопии принята следующая система обозначений: для нейтрального атома—его химический символ и римская цифра I, для однозарядного иона — цифра II и т. д.

ными, так как при требуемых здесь плотностях достаточно быстро идет обратный процесс **рекомбинации** электронов с ионами, который приводит к состоянию равновесия.

Наиболее широко применяют в лаборатории и технике способ получения плазмы в электрическом газовом разряде. В природе примером этого явления служит молния,

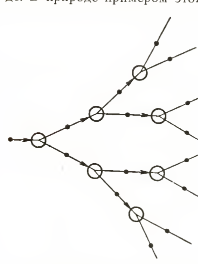


Рис. 1. Электронная лавина (кружки — атомы, черные точки — электроны).

в технике — всякая электрическая искра, вольтова дуга, вспышки газосветных ламп и множества других газоразрядных приборов. Механизм ионизации в разряде заключается в образовании **электронной лавины** (рис. 1). Это процесс того же рода, что и цепная реакция в химии или размножение микробов при эпидемии. Для развития лавины нужно, чтобы приложенное к газу электрическое поле сообщало электрону на длине свободного пробега больше энергии, чем нужно для выбивания из атома еще одного электрона. Тогда достаточно завестись в газе от любых побочных причин хотя бы небольшому количеству свободных электронов, чтобы после разгона полем выбивались новые электроны и, таким образом, размножение электронов происходило в геометрической прогрессии. Как ничтожное количество чумных микробов может вызвать громадную эпидемию, так и столь же малое число электронов, возникших хотя бы от космических лучей или испущенных металлическими поверхностями, может вызвать ионизацию всего газа и превратить его в плазму.

Кроме этих основных способов создания плазмы, существует еще ряд способов, имеющих более узкое значение. Так, в поисках путей получения термоядерной плазмы изучается **метод инжекции**: разогнанные в ускорителе

до громадных скоростей газовые ионы впрыскиваются в магнитную ловушку; притягивая к себе из окружающей среды электроны, они образуют сразу горячую плазму.

Своеобразным путем отрыва электронов от атомов является **ионизация давлением.** При очень большой плотности всякое вещество переходит в **вырожденное состояние**, в котором электроны «выжимаются» на высшие энергетические уровни. Если энергия этих уровней (так называемая энергия Ферми) превысит энергию ионизации, то электронные оболочки «сломаются» и электроны оторвутся от атомов. Такое явление, может быть, происходит в сверхплотных звездах — белых карликах и внутри больших водородных планет, а по некоторым гипотезам даже и в ядре Земли. В опытах по сжатию вещества сходящимися ударными волнами удавалось наблюдать возникновение электропроводности, которая может объясниться ионизацией давлением. Но необходимые для этого плотности столь велики, что вещество становится похожим скорее на металл, чем на плазму, так что это явление едва ли следует относить к физике плазмы.

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

Инженер или исследователь, работающий с обычным газом, не испытывает трудностей при определении его физических свойств и состава. Любой термометр или пирометр покажет ему температуру газа, манометр — его давление, расходомеры различных систем — скорость потока и, наконец, тщательно разработанные химические и физико-химические методы газового анализа позволят определить химический состав. Иное дело плазма. Здесь каждое измерение превращается в проблему. Известно немало случаев, когда, измеряя разными способами температуру одной и той же плазмы, получали значения, расходящиеся в десятки раз, и далеко не всякий из экспериментаторов, работающих с плазмой, знает точно даже такую основную величину, как концентрация заряженных частиц в ней.

Именно по этой причине нахождение физических характеристик плазмы, в отличие от обычного газа, не сводится просто к измерительной технике. Способы определения температуры, концентрации и состава плазмы являются предметом важнейшего раздела экспериментальной физики плазмы, который получил название

диагностики. Вынести суждение о состоянии плазмы по показаниям измерительных приборов так же трудно, как поставить диагноз заболевания по данным обследования больного. Если обычный газ охотно отвечает на вопросы «врача», то плазма скорее мычит, как бессловесное животное, так что исследователя плазмы следует, пожалуй, сравнить с ветеринаром.

Целый ряд физических явлений, происходящих в плазме, может быть использован с целью диагностики. Мы будем встречаться с этими диагностическими приложениями на всем протяжении нашей книги. Здесь же дадим лишь общий обзор методов диагностики, физические основы которых будут объяснены подробнее в дальнейшем.

Без магнитного поля электронная концентрация и температура плазмы могут быть определены одновременно методом **электрических (лэнгмюровских) зондов.** Этот метод основан на явлении поляризации плазмы. В плазму помещают металлический зонд (рис. 2) и измеряют зависимость силы тока от поданного на зонд потенциала (**вольт-амперная характеристика,** рис. 3). В методе зондов ярко проявляется важное свойство плазмы: она не подчиняется закону Ома. Сила тока определяется не проводимостью, а поляризацией. При больших положительных потенциалах ток стремится к предельному значению, не зависящему от потенциала. Этот предельный ток называется **током насыщения.** Он определяется просто величиной заряда, который переносится электронами, ударяющимися о поверхность зонда при своем тепловом движении. Если известна тепловая скорость электронов, то из тока насыщения можно найти их концентрацию. Тепловая же скорость вычисляется из температуры электронов, которая находится по наклону той же вольт-амперной характеристики.

Ток насыщения

$$i_н = Sen_e\overline{v}_e,$$

где S — площадь зонда; e — заряд электрона; n_e — концентрация электронов; $\overline{v}_e$ — средняя скорость электронов в одном направлении. Последняя связана с электронной температурой T_e соотношением [1]

$$\overline{v}_e = \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m}},$$

где m — масса электрона.

[1] Температура — в энергетических единицах.

Электронную температуру можно определить по ходу вольт-амперной характеристики в области, где зонд по отношению к плазме имеет отрицательный потенциал. В этой области зонд отталкивает электроны, и достигнуть поверхности зонда могут только те электроны, которые в больцмановском распределении имеют энер-

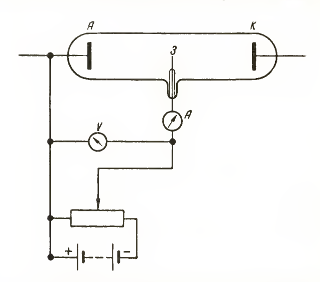


Рис. 2. Схема измерения электрическим зондом концентрации и температуры электронов в газовом разряде:

А и *К* — электроды (анод и катод) разрядной трубки, возбуждающие газовый разряд; *З* — электрический зонд; *V* и *А* — вольтметр и амперметр, дающие вольт-амперную характеристику. Внизу — источник напряжения, подаваемого на зонд, и потенциометр, позволяющий изменять это напряжение.

гию, достаточную для преодоления разности потенциалов $V-V_0$, где V — потенциал зонда, V_0 — потенциал плазмы. Отсюда

$$\ln i = \frac{e}{T} V + \mathrm{const}.$$

Отложив на графике логарифм силы тока i как функцию от потенциала V, получают в широком интервале прямую (рис. 4), наклон которой дает возможность определить температуру T_e.

Метод электрических зондов нашел широкое применение в классической физике газового разряда. В магнитном поле движение частиц вдоль поля имеет совершенно иной характер, чем поперек него. Поэтому в присутствии магнитного поля электрический зонд становит-

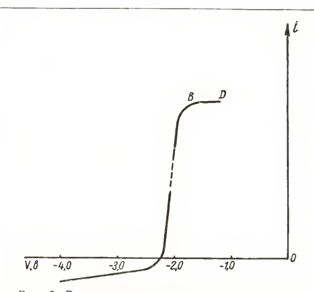
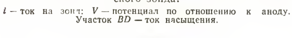


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика электрического зонда:



i — ток на зонд; V — потенциал по отношению к аноду. Участок BD — ток насыщения.

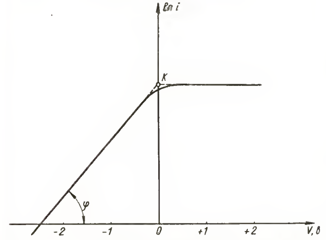


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика электрического зонда в логарифмическом масштабе.

ся непригодным для абсолютных измерений[1]. По его показаниям можно только следить за изменением концентрации электронов, если предварительно прокалибровать зонд по какому-либо абсолютному методу. Для плазмы в магнитном поле концентрацию заряженных частиц определяют **микроволновыми методами.** Чтобы понять сущность этих методов, необходимо ознакомиться с **распространением радиоволн в плазме**, что мы и сделаем в соответствующем месте.

Очень широкое применение в диагностике плазмы имеют **оптические методы.** Интенсивность и спектральный состав испускаемого плазмой излучения зависят от температуры и в меньшей степени от плотности плазмы. Очень плотная плазма испускает обычное тепловое излучение, и температуру ее можно определить обычными методами **оптической пирометрии.** Много ценных сведений о температуре, составе и концентрации плазмы дают **спектроскопические методы.** Для исследования плазмы ее излучение нужно разложить в спектр. Спектр плазмы сложнее спектров газа или твердого тела. Спектр газа состоит из отдельных или, как говорят, дискретных линий. Спектр твердого тела непрерывный. Плазма же испускает дискретные линии, наложенные на более слабый непрерывный спектр.

Если в плазме, кроме атомов, остались еще и нерасщепившиеся молекулы, то в спектре, помимо узких линий, наблюдаются еще широкие **молекулярные полосы.** Типичный вид спектра плазмы показан на рис. 5. По расположению характерных, отмеченных на рисунке линий можно судить о качественном химическом составе плазмы. Так, при соприкосновении горячей плазмы со стенкой в спектре немедленно появляются линии, характерные для атомов тех веществ, из которых состоит стенка.

С повышением температуры все больше электронов переходит на дальние орбиты. По соотношению между

---

[1] Влияние магнитного поля на электрический зонд можно было бы устранить, если бы удалось сделать размеры зонда меньше циклотронного радиуса. Для зонда, который ловит электроны, это практически не удается из-за малости электронного циклотронного радиуса. Ионный же радиус в тысячи раз больше. Поэтому возможны абсолютные измерения электрическим зондом в магнитном поле, если использовать не электронный, а ионный ток, т. е. ионную часть зондовой характеристики, дающую при больших отрицательных потенциалах ионный ток насыщения.

интенсивностями линий, испускаемых с разных уровней энергии, можно судить о температуре плазмы. При высоких температурах от сложных атомов отрывается по нескольку электронов и получаются **многозарядные ионы**, которые можно узнать по новым линиям в спектре. Появление линий многозарядных ионов свидетельствует о высокой температуре плазмы и дает возможность приближенной ее оценки. Ширина спектральных линий в горячей разреженной плазме зависит от температуры, в холодной плотной — от концентрации заряженных частиц[1]. Интенсивность непрерывного спектра зависит от концентрации сильнее, чем от температуры, и при известной температуре может быть использована для определения электронной концентрации. Все способы определения температуры годятся лишь при условии, что плазма находится в термическом равновесии. В очень разреженной плазме, где такого равновесия нет, само понятие «температура» становится неопределенным. Так, лишь в каком-либо условном смысле можно говорить о «температуре» межпланетного пространства, причем значение температуры будет зависеть от того, какой смысл вкладывается в это понятие.

Магнитное поле так тесно связано с плазмой, что его напряженность следует включить в число физических величин, характеризующих плазму. Измерение магнитных полей — важная задача диагностики плазмы. Для этой цели используют **магнитный зонд** — проволочную петлю, вводимую в плазму (рис. 6). Переменное магнитное поле возбуждает в петле круговой ток, который регистрируется осциллографом. Зная распределение магнитных полей, можно по законам электродинамики рассчитать распределение токов в плазме. Чтобы непосредственно измерить плотность тока, используют **пояс Роговского** (рис. 7), в котором ток возбуждает вокруг себя вихревое магнитное поле, а это поле в намотанной вокруг него катушке — опять ток.

Напряженность магнитного поля можно измерять и спектроскопическим методом — по вызываемому этим по-

[1] В горячей разреженной плазме ширина линий определяется допплер-эффектом, в холодной плотной — взаимодействием частиц при их сближении и столкновениях (ударное или штарковское уширение).

лем **зеемановскому расщеплению** спектральных линий. Применение этого метода к плазме затрудняется тем, что расширение спектральных линий из-за движения и взаимодействия частиц смазывает расщепление магнитным полем. Поэтому в лабораторных опытах спектроскопический способ измерения магнитных полей не применяется. Зато этим способом получены все наши сведения о магнитных полях в плазме, из которой состоят Солнце и другие звезды.

Для измерения слабых магнитных полей на Солнце пользуются тем, что свет, испускаемый в магнитном поле, поляризован и притом различным образом в разных составляющих, на которые расщепляется спектральная линия.

Через вращающийся поляризатор, пропускающий свет то с одним, то с другим направлением поляризации, наблюдают в магнитном поле колебания интенсивности у краев спектральных линий. Эти колебания свидетельствуют о том, что линия расщепилась на составляющие с разными направлениями поляризации, но это расщепление «смазано» расширением линий. Размах колебаний интенсивности света



Рис. 5. Типичный спектр плазмы.

Линии: H — атома водорода; OII — однозарядного иона кислорода; CH — радикала CH. Цифры — длины волн в ангстремах (Å).

при вращении поляризатора есть мера напряженности магнитного поля в плазме. На этом принципе построен замечательный прибор — солнечный магнитограф, при помощи которого измерены слабые переменные магнитные поля на поверхности Солнца. Для лабора-

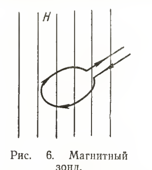


Рис. 6. Магнитный зонд.

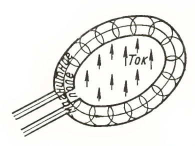


Рис. 7. Пояс Роговского.

торных измерений данный способ не подходит, так как там слишком мал светящийся объем и слишком быстро меняется состояние плазмы.

КВАЗИНЕЙТРАЛЬНОСТЬ И РАЗДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДОВ

Плазма — это смесь положительно и отрицательно заряженных частиц — ионов и электронов, в которой отрицательный заряд электронов почти точно нейтрализует положительный заряд ионов. Такую смесь называют **квазинейтральной,** т. е. почти нейтральной. Что значит в данном случае «почти», мы сейчас и разберем.

Всякое разделение зарядов приводит к возникновению электрических полей, причем в сколько-нибудь плотной плазме эти поля оказываются непомерно большими. Согласно законам электростатики, если на длине x имеется объемный заряд плотностью q, то он создает электрическое поле $E=4\pi qx$ в абсолютных единицах системы СГСЭ. Если же измерять поле в практических единицах — вольтах на сантиметр, то оно выразится числом, в 300 раз бо́льшим. Пусть в 1 $см^3$ имеется Δn «лишних электронов» сверх тех, которые точно нейтрализуют заряд ионов. Тогда плотность объемного заряда

$$q = e\Delta n,$$

где $e=4{,}8\cdot10^{-10}$ — заряд электрона в единицах СГСЭ.

Отсюда электрическое поле, возникшее от разделения зарядов, равно

$$E = 1,8 \cdot 10^{-6} \Delta n x \ \textit{в/см}.$$

Возьмем для примера плазму с такой же концентрацией частиц, как атмосферный воздух у поверхности Земли — $2,5 \cdot 10^{19}$ молекул, или $5 \cdot 10^{19}$ *атом/см*^{3}. Представим себе, что мы перевели этот воздух в состояние плазмы, так что от каждого атома отщепилось по одному электрону. Это самый распространенный вид плазмы — плазма, содержащая только однозарядные ионы. Тогда концентрация электронов будет

$$n = 5 \cdot 10^{19} \ \textit{электрон/см}^3.$$

Представим себе, что на длине 1 *см* концентрация электронов изменилась на 1%. Тогда $\Delta n = 5 \cdot 10^{17}$ *электрон/см*^{3}, $x = 1$ *см* и от такого разделения зарядов возникает электрическое поле

$$E = 9 \cdot 10^{11} \ \textit{в/см}.$$

Из этого примера ясно, что в плотной плазме разделение зарядов может быть только невообразимо ничтожным [1]. Для того чтобы в рассмотренном примере электрическое поле не превысило какой-нибудь мыслимой величины, скажем 900 *в/см*, разделение зарядов должно составлять не более миллиардной доли процента (!!!). Из этой оценки ясна важнейшая особенность квазинейтральности. Концентрации положительных и отрицательных частиц удовлетворяют условию квазинейтральности с величайшей точностью. Но как бы ничтожны ни были нарушения квазинейтральности, электрические поля, возникающие от этих нарушений, могут быть очень и очень велики.

В примере мы взяли очень плотную плазму. Но чаще приходится иметь дело с разреженной плазмой, где разделение зарядов приводит к гораздо меньшим электрическим полям. Для многих лабораторных опытов типичной можно считать плазму с концентрацией 10^{12} *электрон/см*^{3}. В такой плазме 1% разделения заря-

[1] Ведь для создания такого сильного поля нужна громадная энергия, о чем речь будет идти дальше.

дов на длине 1 *см* даст электрическое поле «всего» 18 000 *в/см*. Мы видим, что даже для такой достаточно разреженной плазмы на длине 1 *см* условие квазинейтральности соблюдается с достаточной точностью. Но на длинах микроскопических масштабов разделение зарядов может стать уже заметным. То же относится и к малым промежуткам времени. Таким образом, квазинейтральность означает электрическую нейтральность в среднем — по достаточно большим длинам или промежуткам времени.

Весьма важную роль в физике плазмы играет **пространственный масштаб разделения зарядов.** Это та длина, ниже которой (по порядку величины) разделение зарядов может уже стать заметным. Мы видели, что чем больше длина, на которой произошло разделение, тем сильнее возникающее электрическое поле. А для создания электрического поля нужна энергия. Если электроны смещаются на расстояние x и электрическое поле есть $4\pi qx$, то каждый электрон получит энергию $\frac{4\pi qx^2}{2}e$. При отсутствии внешних воздействий эта энергия возникает только из тепловой энергии. Разделение зарядов может самопроизвольно произойти на длине x, если электростатическая энергия не превышает тепловой:

$$\frac{4\pi qx^2}{2}e \leqslant \frac{m\overline{v^2}}{2},$$

где $\bar{v}$ — средняя скорость теплового движения электронов. Отсюда

$$x \leqslant \frac{\bar{v}}{\sqrt{\frac{e}{m}4\pi q}}.$$

Правая часть этого неравенства и есть пространственный масштаб разделения зарядов. Для полного разделения зарядов нужно, чтобы сместились все электроны; тогда $\Delta n = n$; $q = en$. Отсюда для пространственного масштаба разделения зарядов, который мы будем обозначать h (не путать с постоянной Планка!), получается выражение

$$h = \frac{\bar{v}}{\sqrt{\frac{4\pi ne^2}{m}}}.$$

Время, за которое частица, движущаяся со средней тепловой скоростью, пройдет это расстояние, есть **временной масштаб разделения зарядов:**

$$t = \frac{h}{\bar{v}}.$$

За время, меньшее этого масштаба, квазинейтральность может нарушаться, что приводит к быстрым колебаниям плотности заряда. Эти колебания настолько характерны для плазмы, что их так и называют **плазменными колебаниями** (хотя у плазмы, возможно, и много других типов колебаний), а их частоту — **плазменной частотой.** Так как за время одного плазменного колебания квазинейтральность нарушается, то частота плазменных колебаний должна быть порядка $1/t$, где t — временнóй масштаб разделения зарядов. Как мы увидим дальше в модели двух жидкостей, расчет показывает, что обратная величина временнóго масштаба равна точно круговой частоте плазменных колебаний

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}}.$$

Обычная линейная частота

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = 8960\sqrt{n},$$

где f_0 — число колебаний в секунду; n — число электронов в 1 $см^3$. Плазменные колебания иначе называют **электростатическими** [1].

Мы рассматривали масштабы разделения зарядов для электронов. Электроны как самые подвижные частицы чаще всего оказываются ответственными за разделение зарядов. Но точно таким же образом можно рассматривать и разделение зарядов, вызванное смещением ионов.

Плазма может состоять из частиц разных родов, которые мы будем обозначать индексом k. Каждый род частиц характеризуется массой M_k и зарядовым числом Z_k, так что заряд каждой частицы равен $Z_k e$, где e — заряд электрона. Во всякой плазме одним из

[1] Впервые этот тип колебаний рассмотрел основатель физики плазмы Лэнгмюр, в честь которого их иногда называют лэнгмюровскими.

родов частиц являются электроны, у которых $M = m$ и $Z = -1$. Остальные частицы — ионы, которые мы будем обозначать индексом i, имеют массы M_i и заряды Z_i. Условие квазинейтральности можно записать в виде

$$\sum_k Z_k \overline{n}_k = 0.$$

или

$$\sum_i Z_i \overline{n}_i = \overline{n}_e.$$

Здесь n — концентрации соответствующих частиц, т. е. числа частиц в единице объема; Σ означает суммирование, а черта сверху — усреднение по времени или по пространству.

Каждый род частиц имеет свою плазменную частоту. Круговая плазменная частота ω_0 находится для частиц с зарядовым числом Z и массой M из выражения

$$\omega_0^2 = \frac{4\pi n Z^2 e^2}{M}.$$

Временно́й масштаб разделения зарядов для частиц данного рода есть $1/\omega_0$, пространственный масштаб

$$h = \frac{\overline{v}}{\omega_0}.$$

Чем больше плотность плазмы, тем выше плазменная частота и тем меньше масштабы разделения зарядов как во времени, так и в пространстве. Плотная плазма практически всегда электронейтральна. Движение частиц в ней происходит таким образом, что ионы не могут оторваться от электронов: это движение **коллективное.** В разреженной плазме, напротив, пространственный масштаб разделения зарядов может стать больше размеров самого плазменного объема. В этом случае частицы движутся самостоятельно, независимо друг от друга. Условие квазинейтральности не соблюдается, и такую систему нет смысла называть плазмой. Таким образом, можно дать следующее определение плазмы: плазма есть система заряженных частиц с полным зарядом, равным нулю, у которой пространственный масштаб разделения зарядов гораздо меньше ее размеров.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПЛАЗМЫ

Всякая сила, действующая различным образом на электроны и на ионы, вызывает в плазме ток. Но постоянный (или, как говорят, **стационарный**) ток в плазме

возможен только в двух случаях: если он замыкается внутри плазмы (**замкнутый**, например круговой ток) или если он связан с внешними проводниками (**электродами**), находящимися в контакте с плазмой. Если же ток не удовлетворяет этим условиям, то он приводит к разделению зарядов и, следовательно, к возникновению электрического поля, т. е. **к поляризации плазмы.** Таким образом, внутреннее электрическое поле, действующее в плазме, может весьма сильно отличаться от приложенного извне внешнего поля. В этом корень целого ряда парадоксов, характерных для плазмы. При отсутствии внешних проводников, замкнутых токов и нестационарных колебательных процессов электрическое поле поляризации должно полностью погасить ток.

Проще всего обстоит дело, если поляризация должна погасить ток вдоль магнитного поля или если магнитное поле вообще отсутствует. В этом случае можно считать, что ток переносится только электронами, так как они гораздо легче и, следовательно, подвижнее ионов. При этом движущей электроны силой, кроме электрического поля, является только сила электронного давления. В плазме, неоднородной по плотности или температуре, неравномерность электронного давления при отсутствии замкнутых токов и внешних проводников должна вызвать электрическое поле, направленное от мест, где электронное давление меньше, к местам, где оно больше. Эти явления подобны электрическим явлениям в металлах.

Во всяком металле есть свободные электроны с определенным электронным давлением. Если соединить два разных металла, внутри которых электронные давления различны, то на границе возникнет электрическое поле поляризации, создающее **контактную разность потенциалов.** Но в металле электронное давление зависит от электронной плотности и практически не зависит от температуры [1]. В плазме же поляризация возникает от всякой неоднородности электронного давления, причиной которой может быть и неравномерность электронной температуры. Без магнитного поля электрические поля поляризации мало заметны. Они не возбуждают тока, а только гасят

[1] Термоэлектрические явления, существующие как в металле, так и в плазме, связаны уже с процессами переноса.

все возможные токи. Не вызывая никаких других последствий, электрические поля поляризации не привлекают к себе внимания, хотя, например в звездах, они должны быть довольно значительны.

Более существенное значение приобретает поляризация при наличии магнитного поля. Здесь электрическое поле, направленное поперек магнитного, вызывает движение плазмы — так называемый дрейф, о котором речь будет дальше. В магнитном поле все внутренние поля, связанные с поляризацией, становятся заметными. А так как всякое движение плазмы поперек магнитного поля, в свою очередь, возбуждает в ней токи, то поляризация играет важную роль в динамике плазмы, находящейся в магнитном поле.

Поляризация заставляет нас, когда мы имеем дело с плазмой, существенно изменить привычные представления о **причинных соотношениях** между разными явлениями. В электротехнике мы привыкли считать электрическое поле (или напряжение) причиной, ток — его следствием. Величина тока находится по заданному извне электрическому полю умножением его на проводимость (закон Ома). В свою очередь, ток рассматривается как причина, создающая магнитные поля (например, в электромагните). В физике плазмы все оказывается наоборот. Чаще всего приходится считать причиной магнитное поле, от него зависят скорость движения и электрические токи, и уже следствием всего этого оказывается распределение электрических полей. Поэтому и уравнения, описывающие равновесие или движение плазмы, удобно преобразовать так, чтобы исключить электрическое поле. Так делается, в частности, **в магнитной гидродинамике.** Закон Ома применяется не столько для того, чтобы найти ток по заданному электрическому полю, сколько для того, чтобы по известному току определить электрическое поле, если это нужно. Проводимость плазмы определяет не только величину протекающих в ней токов: от нее зависит рассеяние, или, как говорят, диссипация энергии в плазме, т. е. переход упорядоченного движения в тепловое.

ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД

Когда приложенные извне электрические поля ионизуют газ и возбуждают в полученной плазме электрические токи, то эти явления называют газовым разрядом.

В **классическом газовом разряде** ток течет между проводящими металлическими электродами. В последнее время все более широкое значение приобретают различные виды высокочастотного **безэлектродного разряда**, в котором индукционные токи возбуждаются переменными магнитными полями. В безэлектродном разряде текут замкнутые токи, не связанные с поляризацией плазмы. Под газовым разрядом мы здесь будем понимать только классический электродный разряд.

Электроды создают в плазме электрическое поле. Вызываемое этим полем разделение зарядов приводит к поляризации плазмы. Для протекания через плазму стационарного тока необходимо, чтобы возникающий в плазме объемный заряд компенсировался электронами, приходящими извне.

Так как отрицательные электроны гораздо подвижнее, чем положительные ионы, то при приложении поля электроны уходят на положительный электрод (анод) и столб плазмы между электродами заряжается положительно. После этого для протекания тока нужно, чтобы отрицательный электрод (катод) испускал в плазму электроны. Испускание электронов твердым телом называется **эмиссией.** Чтобы получить разряд при низком напряжении, приходится прибегать к специальным средствам для возбуждения эмиссии катода: его можно освещать светом с достаточно короткой длиной волны, способным выбивать электроны из металла (**фотоэффект**), или нагревать за счет внешнего тепла до достаточно высокой температуры (**термоэмиссия**). Такой разряд, поддерживаемый внешними средствами, называется **несамостоятельным.** Если напряжение между электродами достаточно велико, то сам разряд без всяких вспомогательных средств обеспечивает электронную эмиссию с катода. Этот вид разряда называется **самостоятельным.** Механизм эмиссии в нем может быть различным. В плотном газе при очень высоких напряжениях катод просто разогревается ударяющимися о него газовыми ионами. В этом случае эмиссия термическая, как и в несамостоятельном разряде с горячим катодом. Такой разряд называют **дуговым** (вольтова дуга). В разреженном газе при не очень высоких напряжениях возможны различные формы холодного или **тлеющего** разряда. Здесь катод испускает электроны по механизму **автоэлектронной эмиссии**: электрическое поле у поверхности катода непо-

средственно вытягивает электроны из металла. Кроме того, некоторую роль может играть и **вторичная электронная эмиссия** (выбивание электронов из металла стукающимися о его поверхность газовыми ионами). Только при неограниченной интенсивности эмиссии поляризация плазмы полностью снималась бы приходящим с катода электронным током. В самостоятельном разряде интенсивность эмиссии ограничена, и поэтому столб плазмы вдали от катода сохраняет положительный заряд; он так и называется **положительным столбом**. Приложенное напряжение в основном приходится на область близ катода, где оно обеспечивает электронную эмиссию, — это область **катодного падения** потенциала.

ТЕРМОДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

Термодинамикой называется наука о свойствах и поведении тел, находящихся в состоянии **теплового равновесия.** В плотной среде столкновения между частицами приводят к быстрому установлению равновесного состояния. Напротив, в разреженной плазме, где столкновения редки, могут длительное время существовать состояния, весьма далекие от равновесного. Как мы увидим ниже, в полностью ионизованной плазме вероятность столкновений между частицами быстро падает с повышением температуры. Поэтому можно сказать, что плотная холодная и, в частности, слабо ионизованная плазма находится, как правило, в состоянии термического равновесия. Свойства такой плазмы могут быть описаны при помощи термодинамики. Напротив, разреженная, полностью ионизованная горячая плазма может длительное время находиться в неравновесном состоянии. В этих случаях термодинамическое описание состояния плазмы уже непригодно.

Основным понятием термодинамики является понятие **температуры**. Температура есть величина, характеризующая распределение энергии между частицами вещества (в случае плазмы между электронами и ионами). В состоянии термического равновесия распределение энергии выражается определенной плавной функцией, вид которой впервые установил Максвелл. Такое распределение называют **максвелловским** (рис. 8). Оно показывает, какая доля общего числа частиц обладает энергией, лежащей в том или ином интервале. Температура входит в эту

функцию в качестве параметра, т. е. определяет форму кривой. Чем выше температура, тем больше доля частиц с высокой энергией. В частности, температурой определяется **среднее значение** тепловой энергии, приходящейся на одну степень свободы движения частицы. Если измерять температуру в обычных единицах — градусах абсолютной температурной шкалы Кельвина (° K), то средняя энергия, приходящаяся на одну степень свободы, равна $^1/_2kT$, где k — постоянная Больцмана (универсальная газовая постоянная, деленная на число Авогадро).

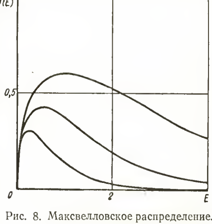


Рис. 8. Максвелловское распределение.

Для простых частиц, не имеющих внутренних степеней свободы, вся тепловая энергия связана с поступательным движением и у каждой частицы есть три степени свободы (движение по трем направлениям пространства). Средняя энергия такой частицы равна $^3/_2kT$. В полностью ионизованной плазме электроны и ионы могут совершать только поступательное движение (внутренних степеней свободы у них нет). Поэтому тепловая энергия полностью ионизованной равновесной плазмы выражается очень просто:

$$E = \frac{3}{2} kT$$

(здесь E — энергия на одну частицу).

Если энергия взаимодействия между частицами мала в сравнении с тепловой энергией, то плазма ведет себя в термодинамическом отношении как **идеальный газ.** При этом полная энергия плазмы практически совпадает с ее тепловой энергией, а давление находится по уравнению состояния идеального газа

$$P = (n_e + n_i) kT,$$

где n_e и n_i — концентрации электронов и ионов.

В атомной физике за единицу энергии принят электронвольт (*эв*). Это энергия, которую набирает электрон на разности потенциалов в 1 *в*. Численно она очень мала: 1 *эв*$=1{,}6\cdot10^{-12}$ *эрг*.

Число же электронов в измеримом количестве вещества очень велико. Если каждому атому в одной грамм-молекуле (*моль*) вещества сообщить 1 *эв* энергии, то в тепловых единицах эта грамм-молекула получит 23 050 калорий энергии.

Температуру тоже удобно измерять в энергетических единицах. При этом под температурой понимают величину kT, характеризующую энергию теплового движения атомов и молекул[1]. При пользовании температурой в энергетических единицах формулы термодинамики упрощаются: постоянная Больцмана из них выпадает. Энергия поступательного движения на одну частицу при этом выражается просто как $^3/_2\ T$, а теплоемкость становится безразмерным числом. Обычно за энергетическую единицу температуры принимают электронвольт. Для перевода в градусы служит соотношение 1 *эв*$=$ $=11\,600°$ K.

Температуры, требуемые для осуществления термоядерных реакций, столь высоки, что для них подходит единица в тысячу раз бо́льшая — килоэлектронвольт (*кэв*): 1 *кэв*$=1{,}16\cdot10^{7}°$ K.

Давление плазмы находится из соотношения

$$p=1{,}6\cdot10^{-12}\ (n_e+n_i)\,T,$$

где T — температура (*эв*); n_e и n_i — концентрации электронов и ионов, выражаемые числом частиц в 1 *см*^{3}, а давление p — в единицах системы СГС — барах (*эрг/см*^{3}). Чтобы перейти к практическим единицам давления — атмосферам или миллиметрам ртутного столба (*мм рт. ст.*),—нужно воспользоваться переводными множителями:

$$1\ \text{атм}\approx10^6\ \text{эрг/см}^3,$$
$$1\ \text{мм рт. ст.}\approx1/760\ \text{атм}\approx1{,}3\cdot10^3\ \text{эрг/см}^3.$$

[1] Если говорить точно, то это есть энергия, приходящаяся на две степени свободы движения частицы вещества.

Отсюда

$$p = 1{,}6 \cdot 10^{-18} (n_e + n_i) T \ \textit{атм} \approx$$
$$\approx 1{,}22 \cdot 10^{-15} (n_e + n_i) T \ \textit{мм рт. ст.}$$

Нормальная комнатная температура 300° K$\approx$1/40 *эв*. При этой температуре

$$p = 3{,}1 \cdot 10^{-17} (n_e + n_i) \ \textit{мм рт. ст.}$$

Рассмотрим условия приложимости выведенных простых формул. При очень низких плотностях плазма не находится в термическом равновесии и само понятие температуры становится неприменимым. В таких условиях, говоря о температуре плазмы, легко ошибиться. Поучительный пример можно взять из истории термоядерных исследований. Несколько лет назад в Англии была построена для нагревания и удержания плазмы установка ZETA (Zero Energy Thermonuclear Apparatus), в которой, как предполагали первоначально, достигались высокие температуры. Для измерения температуры использовали расширение спектральных линий, испускаемых тяжелыми ионами, присутствующими в плазме в качестве малых примесей. Но когда стали проводить измерения на линиях различных ионов, то получаемые «температуры» в одной и той же плазме оказались тем выше, чем больше заряд иона. Очевидно, что расширение линий происходило от движения ионов, вызванного их ускорением в электромагнитных полях. Энергия, приобретаемая при таком движении, пропорциональна заряду иона. Плазма не находится в тепловом равновесии, различные частицы движутся в ней с разными энергиями, и говорить об определенной температуре такой плазмы бессмысленно.

При более высоких плотностях возможно состояние **частичного термического равновесия**. Так, у плазмы, находящейся в магнитном поле, скорости движения вдоль и поперек поля могут быть распределены по разным законам, но для каждого из этих направлений распределение может быть близко к равновесному максвелловскому. В подобных случаях говорят, что у плазмы есть две температуры: одна, отвечающая движению вдоль поля, — **продольная температура** и другая, отвечающая движению поперек поля, — **поперечная температура.** Подобные яв-

ления, когда свойства вещества в разных направлениях различны, носят название **анизотропии.** Принято обозначать направление вдоль магнитного поля индексом ||, поперек поля — индексом ⊥. В соответствии с этим продольную температуру обозначают $T_{\parallel}$, поперечную $T_{\perp}$. Каждой из этих температур отвечает давление в том же направлении: $p_{\parallel} \neq p_{\perp}$. Таким образом, разреженная плазма, помещенная в магнитное поле, обнаруживает **анизотропию давления.** С возрастанием плотности облегчается обмен энергией между различными степенями свободы и анизотропия температур и давлений сглаживается.

Труднее всего происходит обмен энергией между электронами и ионами, что объясняется большой разницей в массах. Электрон, ударяющийся об ион, отскакивает от него как теннисный мяч от тяжелого грузовика, почти не передавая своей энергии. Поэтому в довольно широкой области температура электронов в плазме T_e отличается от температуры ионов T_i. Плазма с различными электронной и ионной температурами представляет еще один пример частичного термодинамического равновесия. Ее можно рассматривать как смесь двух газов: электронного и ионного. Каждый из них в отдельности находится в термическом равновесии (распределение скоростей как внутри электронного, так и внутри ионного газа — максвелловское), но между собой эти два газа не находятся в равновесии.

При достаточно высокой плотности всякая плазма должна быстро приходить в состояние **полного термодинамического равновесия**, в котором электронная и ионная температуры равны. Время установления равновесия есть так называемое время **релаксации**, о котором разговор будет ниже (термодинамика рассматривает только состояния, а не процессы их установления). Но при дальнейшем повышении плотности возможно изменение термодинамических свойств плазмы — плазма перестает вести себя как идеальный газ. Эти отступления от законов идеальных газов связаны с двумя новыми явлениями, существенными только при больших плотностях, — электростатическим взаимодействием и вырождением.

При большой плотности энергия плазмы определяется не только тепловой энергией движения частиц, но и потенциальной энергией их взаимодействия. В плазме каждая заряженная частица окружена «атмосферой» с избытком

частиц противоположного знака, экранирующей электрическое поле частицы. Расстояние, на котором происходит экранирование, — порядка пространственного масштаба разделения зарядов.

В плазме, состоящей из частиц с различными зарядами, длина экранирования $\overline{h}$ (иначе ее называют дебаевской или поляризационной длиной) находится из масштабов разделения зарядов сложением обратных квадратов:

$$\frac{1}{\overline{h}^2}=\sum_k \frac{1}{h_k^2},$$

где h_k — масштаб разделения:

$$h_k=\frac{v}{\omega_0}=\frac{v_k}{\sqrt{\dfrac{4\pi Z_k^2 n_k e^2}{M_k}}}.$$

В термической плазме за скорость v нужно принять среднюю скорость теплового движения частиц

$$\overline{v}_k \approx \sqrt{\frac{T}{M_k}},$$

$$h_k^2=\frac{\overline{v}^2}{\omega_0^2}=\frac{T}{4\pi Z_k^2 e^2 n_k}.$$

Здесь n_k — концентрация частиц с зарядом Z_k; T — температура в энергетических единицах. Отсюда в равновесной плазме

$$\overline{h}=\frac{\sqrt{T}}{2\sqrt{\pi}\, e\sqrt{\sum\limits_k n_k Z_k^2}}.$$

Суммирование производится по всем частицам, включая как ионы, так и электроны, которым приписывается $Z=-1$. Можно ввести величину

$$\overline{Z}=\frac{\Sigma n_k Z_k^2}{n},$$

где $n=n_e+n_i$ — полная концентрация всех частиц.

С учетом условия квазинейтральности $\overline{Z}$ близко к среднему зарядовому числу иона. После этого выражение длины экранирования можно записать как

$$\overline{h}=\frac{1}{2\sqrt{\pi}\, e\sqrt{\overline{Z}}}\sqrt{\frac{T}{n}}.$$

Длина экранирования тем больше, чем выше температура и чем ниже плотность плазмы. Если выражать температуру в практически удобных единицах — электронвольтах, концентрацию — числом частиц в 1 $см^3$ и длину экранирования—в сантиметрах, то

$$\overline{h} \approx \frac{1500}{\sqrt{\overline{Z}}} \sqrt{\frac{T}{n}}\,.$$

В плотной плазме длина экранирования даже и при высоких температурах крайне мала. При этом энергия плазмы уменьшается за счет взаимного притяжения каждой частицы и окружающей ее «атмосферы» с избытком противоположных зарядов. Если выражать энергию на одну частицу, то она уменьшается на величину

$$\Delta E = -\sqrt{\pi}\, e^3\, (\overline{Z})^{3/2} \sqrt{\frac{n}{T}}\,.$$

Эту величину называют **электростатической энергией.** Она отрицательна, как и всякая энергия притяжения. Электростатическая энергия такова, как если бы все разноименно заряженные частицы плазмы притягивались на расстоянии, равном длине экранирования. В тех же единицах, что и выше,

$$\Delta E \approx 1{,}0\cdot 10^{-10}\, (\overline{Z})^{3/2} \sqrt{\frac{n}{T}} \ \text{эв},$$

а отношение электростатической энергии к тепловой

$$\frac{\Delta E}{T} \approx 1{,}0\cdot 10^{-10} \sqrt{n} \left(\frac{\overline{Z}}{T}\right)^{3/2}.$$

Плазма ведет себя в термодинамическом отношении как идеальный газ до тех пор, пока эта величина мала:

$$\frac{\Delta E}{T} \ll 1,$$

т. е. при достаточно низких плотностях или высоких температурах. Назовем «предельной» плотность, выше которой поправка на электростатическую энергию более 1%. Для этой плотности получаем

$$n = 10^{16} \left(\frac{T}{\overline{Z}}\right)^3.$$

Предельная плотность пропорциональна кубу, а соответствующее ей давление — четвертой степени температуры. Так, если $\overline{Z} \approx 1$ (водородная плазма), то при температуре 1 *эв* электростатическим взаимодействием можно пренебречь, когда плотность плазмы не превышает 10^{16} *частиц/см*^{3}, а ее давление — сотых долей атмосферы. При температуре 10 *эв* это будет допустимо уже до плотностей порядка 10^{19} *частиц/см*^{3}, т. е. давлений порядка 30 *атм.* Холодная плотная плазма резко отступает от законов идеального газа, причем под «холодной» здесь подразумевается плазма с температурой, не превышающей 10 000° К.

Уменьшение энергии плазмы сопровождается уменьшением ее давления, которое может быть подсчитано по формулам термодинамики. Пока электростатическая энергия мала в сравнении с тепловой, давление уменьшается на величину

$$\Delta p = \frac{1}{3} \Delta E \cdot n.$$

Все приведенные формулы для электростатического взаимодействия выведены из теории Дебая. Поэтому длина экранирования $\bar{h}$ называется дебаевской длиной, а сфера радиуса $\bar{h}$ — дебаевской сферой. Можно сказать, что в объеме дебаевской сферы вокруг каждой частицы чувствуются электрические силы. Теория Дебая имеет приближенный статистический характер, и пользоваться ею можно лишь при условии, что число частиц в дебаевской сфере велико. Но при помощи приведенных выше формул легко убедиться, что число частиц в дебаевской сфере обратно пропорционально отношению электростатической энергии к тепловой:

$$\frac{4}{3} \pi \bar{h}^3 n = \frac{1}{6} \cdot \frac{T}{\Delta E}.$$

Таким образом, все приведенные формулы для поправок к энергии и давлению за счет электростатического взаимодействия годятся лишь для того, чтобы проверить, до каких плотностей к плазме применима термодинамика идеального газа. Перейдя эту границу, мы попадаем в область, где плазма ведет себя как сжатый газ или жидкость, нагретая выше критической температуры. Никакими простыми законами термодинамические свойства плазмы в этой области не описываются. Они вообще практически не изучены, так как расчет коллективного взаимодействия многих частиц между собой — очень трудное дело. Но легко указать **предельные законы** термодинамики плазмы при еще более высоких плотностях. Эти законы относятся к области, где энергия плазмы и ее давление определяются уже не электростатическим взаимодействием, а другим физическим явлением — **вырождением.**

Вырождение электронного газа является прямым следствием одного из основных принципов квантовой физики — **принципа Паули.** Согласно этому принципу, в каждом квантовом состоянии может находиться не более одного электрона. Чтобы применить этот прин-

цип к газу, удобно воспользоваться **шестимерным фазовым пространством,** объем которого есть произведение обычного координатного объема $\Delta V=\Delta x\cdot\Delta y\cdot\Delta z$ на объем в пространстве импульсов Δp_x, Δp_y, Δp_z. Здесь p — импульс частицы, т. е. произведение массы на скорость. Каждое квантовое состояние занимает в фазовом пространстве **элементарную ячейку** объема h^3, где h — постоянная Планка. В этой ячейке могут поместиться не более двух электронов, отличающихся направлением спина (собственного вращения).

Если плотность мала, то места в фазовом пространстве хватает с избытком для всех электронов и принцип Паули не сказывается на свойствах плазмы. Но если плазму сжимать, то можно ее довести до состояния, когда все ячейки будут заняты. При дальнейшем сжатии электроны будут «выжиматься» в пространстве импульсов в ячейки с более высокой энергией. При очень сильном сжатии энергия и давление электронного газа возрастают независимо от его температуры. Термодинамические соотношения для предельного случая **полного вырождения** получаются очень просто. В этом состоянии заняты все ячейки вплоть до максимального импульса $p_{\text{макс}}$. Если плазма занимает в обычном пространстве объем V, то объем в фазовом пространстве будет $^4/_3\pi p^3_{\text{макс}}V$($^4/_3\pi p^3_{\text{макс}}$—объем «шара» в пространстве импульсов). Число элементарных ячеек в этом объеме

$$\frac{4}{3}\pi\frac{p^3_{\text{макс}}}{h_3}V.$$

Каждая ячейка может содержать два электрона с противоположными спинами. Отсюда полное число электронов, которые могут поместиться в фазовом объеме с импульсами, не превышающими $p_{\text{макс}}$,

$$N=\frac{8}{3}\pi\frac{p^3_{\text{макс}}}{h^3}V.$$

Концентрация, т. е. число электронов в единице объема,

$$n=\frac{N}{V}=\frac{8}{3}\pi\frac{p^3_{\text{макс}}}{h^3}.$$

Это значит, что если концентрация электронов n, то максимальный импульс

$$p_{\text{макс}}=h\sqrt[3]{\frac{3}{8\pi}n},$$

а максимальная кинетическая энергия

$$E_{\text{макс}}=\frac{p^2_{\text{макс}}}{2m}=\frac{h^2}{2m}\left(\frac{3}{8\pi}n\right)^{2/3}.$$

Простой расчет показывает, что если электроны заполняют с равномерной плотностью «шар» в пространстве импульсов, то средняя энергия на один электрон равна

$$E=\frac{3}{10}\cdot\frac{h^2}{m}\left(\frac{3}{8\pi}n\right)^{2/3}$$

и, согласно законам термодинамики, давление

$$p=\frac{2}{3}\bar{E}n=\frac{1}{5}\cdot\frac{h^2}{m}\left(\frac{3}{8\pi}\right)^{2/3}n^{5/3}.$$

Это и есть предельные формулы термодинамики плазмы при очень больших плотностях. Энергия $E_{\text{макс}}$ называется энергией вырождения, или энергией Ферми. Если она велика в сравнении с тепловой и электростатической энергией, энергия и давление плазмы будут определяться энергией и давлением вырожденного электронного газа. Интересно, что давление при этом пропорционально плотности в степени $^5/_3$, так же как при сжатии обычного идеального газа по адиабатическому закону. Но от температуры энергия и давление в области полного вырождения не зависят совсем.

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Переход газа в состояние плазмы связан с различными процессами взаимодействия между частицами. Эти процессы происходят при столкновениях частиц между собой или при взаимодействии их с излучением. На первом месте мы должны поставить процесс **ионизации**, т. е. отрыв электрона от атома или молекулы. Без ионизации нельзя получить плазму. Ионизация происходит в основном двумя путями: в плотной плазме — электронным ударом, в очень разреженной — действием излучения (света, ультрафиолетовых или рентгеновых лучей). В принципе возможна и ионизация при столкновениях атомов друг с другом или с ионами, но для этого требуется значительно более высокая энергия.

Процесс, обратный ионизации, называется **рекомбинацией** (соединение иона и электрона с образованием нейтрального атома или молекулы). Ионизация — процесс **пороговый**: энергия сталкивающихся частиц или светового кванта должна быть выше порога, зависящего от прочности атома. Этот порог называется **энергией ионизации.** Для рекомбинации необходимо выполнение обратного условия: образовавшийся атом должен избавиться от избыточной энергии, иначе он развалится немедленно. По тому, куда девается избыточная энергия, нужно различать два совершенно разных процесса рекомбинации: один из них — это **рекомбинация с излучением**, другой — рекомбинация при **тройных столкновениях**. В последнем случае с ионом должны одновременно столкнуться два электрона: один присоединяется к иону, другой уносит избыточную энергию. В разреженной плазме основное

значение имеет рекомбинация с излучением. Но вероятность испускания светового кванта при столкновении невелика: в большинстве случаев столкнувшиеся частицы разлетаются, обменявшись только своей энергией. Такое столкновение называется **упругим**. В плотной плазме рекомбинация происходит в основном при тройных столкновениях.

Ионизации могут подвергаться как атомы, так и молекулы. При ионизации молекул получаются **молекулярные ионы**, которые затем разваливаются (диссоциируют) на атомные ионы и нейтральные частицы.

Из других элементарных процессов особенно важное значение в физике плазмы имеет **перезарядка.** Это процесс, при котором ион, сталкиваясь с атомом, отбирает у него электрон. При этом ион превращается в атом, а атом — в ион (см. рис. 40). Перезарядка — основной канал потерь энергии заряженных частиц за счет превращения богатых энергией ионов в нейтральные атомы. В плотной, неполностью ионизованной плазме возможны еще и другие, менее важные элементарные процессы. Так, некоторые атомы способны захватывать лишний электрон и превращаться в **отрицательные ионы.** Особенно большое сродство к электрону имеет атом кислорода. Образование отрицательных ионов кислорода имеет значение для физики верхней атмосферы. Здесь захват электронов атомами кислорода влечет за собой уменьшение электропроводности плазмы, из которой состоит ионосфера.

Мы не будем останавливаться на химических процессах, таких, как диссоциация молекул на атомы. Отметим только, что бывают химические процессы, характерные именно для плазмы. Так, многие водородсодержащие молекулы способны присоединять к себе ион водорода (протон). Получаются молекулярные ионы, которые могут существовать только в заряженном состоянии: при отнятии заряда они немедленно разваливаются. Так, молекула водорода может дать ион H^{+}_{3}, молекула метана — CH^{+}_{5} и т. д. Но подобные процессы требуют большой концентрации нейтральных частиц, и их едва ли следует относить к физике плазмы.

ПЛАЗМА И ИЗЛУЧЕНИЕ

Северное сияние, молнии, переливы световых реклам на улицах большого города — все это свидетельство того,

что плазма светится, т. е. излучает. Кроме видимых световых лучей, плазма способна испускать и невидимые ультрафиолетовые, а горячая плазма — также и рентгеновы лучи. Все эти излучения имеют одинаковую природу, отличаясь друг от друга лишь частотой (или длиной волны). По механизму испускания различают **дискретное**, **рекомбинационное** и **тормозное** излучения. Каждый из этих видов излучения может испускаться в разных спектральных областях.

Дискретное излучение — это излучение отдельных спектральных линий. Каждая из них возникает в результате перехода электрона в атоме с одного энергетического уровня на другой. Остальные виды излучения имеют **непрерывный спектр.** Рекомбинационное излучение испускается при захвате свободного электрона ионом, имеющим заряд Z, с образованием иона с меньшим зарядом или нейтрального атома. Тормозное излучение испускается при более слабом взаимодействии свободного электрона с ионом, когда электрон не захватывается, а только тормозится.

При низких температурах в слабо ионизованной плазме основную роль играет дискретное излучение. Недиссоциированные молекулы, оставшиеся в плазме из-за очень низкой температуры, испускают вместо линий широкие **молекулярные полосы.** С повышением температуры возрастает роль непрерывного спектра — рекомбинационного, а при еще более высоких температурах — тормозного излучения. Если удается достичь полной ионизации с отрывом всех электронов от каждого атома (это проще всего можно сделать в водородной плазме, где у каждого атома есть только по одному электрону), то дискретные линии вообще исчезают. Однако если в плазме есть тяжелые атомы, то даже и при высоких температурах остаются многозарядные ионы, сохранившие свои внутренние электронные оболочки, которые излучают очень много энергии в жестких ультрафиолетовых линиях. Именно поэтому контакт горячей плазмы со стенкой приводит к катастрофическим последствиям. При испарении материала стенки в плазму попадают тяжелые атомы, излучающие много энергии. Эта энергия вызывает дальнейшее испарение стенки, и, в конце концов, плазма не только охлаждается, но и насыщается примесями. Рекомбинационное и тормозное излучения резко возрастают с уве-

личением заряда иона. Присутствие в плазме многозарядных ионов повышает потери энергии и с этими видами излучения. Следовательно, нагрев плазмы до высоких температур (требуемых, например, для термоядерных реакций) практически осуществим лишь, если плазма содержит только самые легкие атомы (с малым зарядом ядра), лучше всего водород или его изотопы — дейтерий и тритий.

Основной закон теории излучения гласит: всякое тело тем сильнее поглощает излучение, чем в большей степени оно способно к испусканию такого же излучения. Поэтому в достаточно толстом слое плазма непрозрачна для всех излучений, которые она способна испускать. Каждому процессу испускания отвечает обратный ему процесс поглощения. Для дискретного испускания обратным является дискретное поглощение линий. Процесс, обратный рекомбинации, есть поглощение света в результате производимой им ионизации атомов. Этот процесс носит название фотоэффекта, или фотопоглощения. Наконец, тормозному испусканию соответствуст обратный процесс тормозного поглощения.

Пучок света, проходя через поглощающую среду, ослабляется в геометрической прогрессии. Математически ослабление интенсивности пучка J выражается законом

$$\ln \frac{J_0}{J} = kx,$$

где x — толщина слоя, пройденного пучком. Коэффициент k называется **коэффициентом поглощения**, а его обратная величина — **пробегом поглощения.**

Поглощение излучения в плазме не безвозвратно. Это излучение отдает свою энергию электронам, которые способны вновь излучать ее, но уже в другом направлении. Такое поглощение с последующим испусканием (переизлучение) эквивалентно рассеянию и приводит к **диффузии излучения.** Так как при этом излучение переносит энергию, то диффузию излучения называют иначе **лучистой теплопроводностью.** Диффузия излучения происходит тем медленнее, чем больше коэффициент поглощения. Но такую же роль, как и поглощение с последующим испусканием, может играть и **истинное рассеяние** света электронами (его называют **комптоновским** или **томсоновским** рассеянием). Поглощение света очень сильно зависит от

его частоты, электронное рассеяние практически не зависит.

Суммарный коэффициент, характеризующий как усредненное по всем частотам поглощение, так и рассеяние, называется **непрозрачностью** плазмы. Диффузия излучения, или лучистая теплопроводность плазмы, зависит только от ее непрозрачности. Умножением непрозрачности на толщину слоя плазмы получают безразмерную величину, которую называют **оптической толщиной.** Слой плазмы с большой оптической толщиной непрозрачен для излучения. Излучение выходит из этого слоя лишь в силу медленного процесса многократного переизлучения и рассеяния. Такое излучение называют **запертым.** Оно находится в термическом равновесии с веществом. При этом, как мы увидим, и в самой плазме соблюдается **условие детального равновесия** [1] и поддерживается термически равновесная ионизация. Напротив, слой плазмы с малой оптической толщиной прозрачен для излучения. Из такого слоя излучение выходит свободно, понятия диффузии излучения и лучистой теплопроводности для него теряют смысл. Термического равновесия нет ни между излучением и веществом, ни между ионами, электронами и нейтральными атомами.

Чем больше плотность плазмы, тем больше и непрозрачность. В плотной плазме даже тонкий слой «оптически толст», в разреженной — даже толстый слой «оптически тонок». Поэтому плотная плазма практически всегда находится в термическом равновесии, а разреженная — очень часто оказывается неравновесной.

Под действием магнитного поля горячая плазма испускает еще **магнитное** или **магнитно-тормозное** излучение. В магнитном поле тепловое движение частиц плазмы представляет сочетание свободного движения вдоль силовых линий и **циклотронного вращения** вокруг них. Вращение электронов вокруг силовых линий магнитного поля и приводит к магнитному излучению. Этот вид излучения существен только для очень горячей плазмы, в которой есть **релятивистские электроны**, т. е. электроны, скорость движения которых нельзя считать пренебрежимо малой в сравнении со скоростью света. Релятивист-

[1] Условие детального равновесия заключается в том, что прямой и обратный процессы идут одним и тем же путем.

ские электроны разгоняются не в циклотроне, а в другом ускорителе — синхротроне. Поэтому магнитно-тормозное излучение релятивистских электронов называют иначе **синхротронным излучением.** Этот вид излучения плазмы имеет большое значение в астрофизике. Радиотелескопы улавливают радиоволны, приходящие к нам на Землю из космического пространства. Одним из главных источников этого **космического радиоизлучения** является синхротронное излучение газовых туманностей. Хорошо изученный источник синхротронного излучения — знаменитая Крабовидная туманность, оставшаяся после взрыва звезды, зарегистрированного китайскими астрономами в 1054 г. Когда исследователи термоядерных процессов научатся получать полностью ионизованную горячую плазму, не содержащую многозарядных ионов, и, таким образом, устранять все прочие потери на излучение, то возможность дальнейшего повышения температуры плазмы будет ограничена только магнитным излучением.

РАВНОВЕСИЕ И СТАЦИОНАРНОЕ СОСТОЯНИЕ ИОНИЗАЦИИ

Если неполностью ионизованная плазма поддерживается в постоянных внешних условиях, то одновременное протекание процессов ионизации и рекомбинации приводит, в конце концов, к установившемуся состоянию, в котором скорость ионизации равна скорости рекомбинации. После этого концентрации ионов и электронов не будут уже больше меняться. Такое состояние называется **стационарным.**

Во многих важных случаях стационарное состояние совпадает с состоянием **термодинамического равновесия**. Равновесие устанавливается, если прямой и обратный процессы идут одним и тем же путем (**условие детального равновесия**). Если ионизация вызывается электронным ударом, то обратный процесс рекомбинации должен происходить при тройных столкновениях. Если же ионизация возникает под действием световых квантов, то при рекомбинации должны испускаться такие же кванты.

Условие детального равновесия всегда выполняется в **закрытой системе**, не обменивающейся с окружающей средой. В такой системе излучение находится в равновесии с веществом, в результате чего стационарное состояние ионизации обязано совпадать с равновесным.

В открытой системе стационарное состояние совпадает с равновесным, только если плотность плазмы достаточно велика. В плотной плазме как ионизация, так и рекомбинация идут в основном по одному и тому же пути: ионизация — при электронном ударе, рекомбинация — при тройных столкновениях. В разреженной плазме может быть и не так. При малой плотности тройные столкновения маловероятны. Рекомбинация происходит здесь с испусканием излучения. Но и тогда, когда излучение свободно выходит из системы, основным процессом ионизации остается электронный удар. В такой открытой системе условие детального равновесия не выполняется. Здесь стационарное состояние ионизации не совпадает с термодинамическим равновесием. Если бы мы окружали плазму непроницаемой для излучения оболочкой, то излучение накапливалось бы в системе вплоть до установления полного термодинамического равновесия. Но для горячей разреженной плазмы оно может оказаться практически недостижимым.

Количественно состояние ионизации характеризуется **степенью ионизации** α, т. е. долей ионизованных частиц по отношению к начальному числу их. В полностью ионизованной плазме степень ионизации стремится к единице, в слабо ионизованной — выражается малой дробью. При термодинамическом равновесии степень ионизации зависит только от температуры и плотности плазмы. В разреженной плазме, где стационарное состояние ионизации может не совпадать с равновесным, степень ионизации зависит еще и от того, насколько свободно выходит излучение из системы.

Для всякой плазмы, кроме чисто водородной, ионизация является ступенчатой. Сначала от атома отщепляется наиболее слабо связанный электрон, затем следующий и т. д.

Условие термодинамического равновесия для каждой ступени ионизации выражается формулой Саха́

$$\frac{n_i}{n_{i-1}} = \frac{2G_i}{G_{i-1}} \cdot \frac{1}{\tilde{n}_e} e^{-\frac{I}{T}} \approx \frac{1}{\tilde{n}_e} e^{-\frac{I}{T}}.$$

Здесь n_i — концентрация ионов с большим, а n_{i-1} — с меньшим зарядом (или нейтральных атомов); $\tilde{n}_e$ — среднее число электронов

в элементарной ячейке фазового пространства; I—энергия ионизации иона[1] с меньшим зарядом; T — температура в энергетических единицах. Обычно I и T принято выражать в электронвольтах; тогда энергия ионизации I численно равна потенциалу ионизации. Множители G_i и G_{i-1} — так называемые статистические веса соответствующих ионов (или атома и иона). С учетом возбужденных уровней статистический вес выражается так:

$$G = g_0 + g_1 e^{-\frac{E_1}{T}} + \ldots$$

Высшие члены этого ряда обычно несущественны. Здесь g_0, g_1, ... — постоянные статистические веса нулевого, первого и т. д. энергетических состояний атома или иона; E — энергии (или потенциалы) возбуждения. Статистический вес состояния с квантовыми числами S для спина и L для орбитального момента

$$g = (2S + 1)(2L + 1).$$

Множитель $\frac{2G_i}{G_{i-1}}$ обычно порядка единицы, и для приближенной оценки можно его не учитывать, как мы и будем делать в дальнейшем.

Для первой ступени ионизации роль иона с меньшим зарядом выполнит нейтральный атом, и формула Саха́ примет вид

$$\frac{n_i}{n_a} \approx \frac{1}{\breve{n}_e} e^{-\frac{I}{T}},$$

где n_a — концентрация атомов; n_i — концентрация однозарядных ионов; I — потенциал ионизации атома.

Среднее число электронов в элементарной ячейке фазового пространства можно выразить как

$$\breve{n}_e = n_e \lambda^3,$$

где n_e — обычная концентрация электронов; λ — квантовомеханическая длина волны электрона:

$$\lambda = \frac{h}{m\bar{v}} = \frac{h}{\sqrt{2\pi m T}}.$$

Здесь $\bar{v}$ — средняя скорость теплового движения электронов в одном направлении:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{T}{2\pi m}};$$

[1] Если атом имеет несколько электронов, то при отрыве первого из них получается ион, от которого можно еще оторвать следующий электрон. Требуемая для этого энергия и есть энергия ионизации иона.

T — температура в энергетических единицах абсолютной системы СГС (*эрг*).

Выразив $\breve{n}_e$ через n_e, можно записать формулу Саха́ в виде

$$\frac{n_i \cdot \breve{n}_e}{n_{i-1}} \approx \frac{1}{\lambda^3} e^{-\frac{I}{T}}.$$

Отсюда видно, что формула Саха́ представляет собой частный вид закона химического равновесия. Она получается из обычного закона действующих масс, если рассматривать ионы и электроны как химические вещества, а ионизацию — как обратимую химическую реакцию.

Из формулы Саха́ легко оценить область температур, требуемую для каждой ступени ионизации. Обозначим $T_{1/2}$ температуру половинной ионизации для данной ступени, т. е. температуру, при которой

$$n_{i-1} = n_i.$$

Тогда из формулы Саха́

$$T_{1/2} = \frac{I}{\ln \frac{1}{\breve{n}_e}}.$$

По принципу Паули число электронов в элементарной ячейке всегда не больше единицы[1]. Поэтому стоящий в знаменателе логарифм положителен. Если $\breve{n}_e$ приближается к единице, то возникает вырождение и формула Саха́ становится неприложимой. В обычной, невырожденной плазме $\breve{n}_e$ гораздо меньше единицы и $T_{1/2}$ в несколько раз меньше I.

В приведенном виде формула Саха́ удобна для многозарядных ионов, присутствующих в плазме в качестве примеси. Один из методов диагностики плазмы заключается в наблюдении спектральных линий, испускаемых этими ионами. Наблюдая появление в спектре линий многозарядного иона, можно по формуле Саха́ оценить температуру, если, конечно, выполнено условие детального равновесия. Концентрацию электронов при этом можно считать заданной, так как она определяется ионизацией основного компонента плазмы, а не этих малых примесей.

Для расчета концентрации электронов в плазме формулу Саха́ удобнее записать в несколько ином виде. Если в плазме присутствуют только однозарядные ионы, то по условию квазинейтральности концентрация ионов равна концентрации электронов

$$n_i = n_e = n.$$

---

[1] Число электронов в элементарной ячейке может быть равно либо единице, либо нулю. Среднее число их, следовательно, не больше единицы.

После этого формула Саха́ принимает вид

$$n \approx \frac{\sqrt{n_a}}{\lambda^{3/2}} e^{-\frac{I}{2T}}.$$

Выражение для температуры половинной ионизации останется таким же, как и в предшествующем случае. В этом виде формула Саха́ применима к водородной плазме, а также к любой плазме в начальной стадии ионизации, пока степень ионизации мала. В последнем случае можно считать, что концентрация атомов не отличается от начальной, и формулу записывают в виде

$$\alpha \approx \frac{1}{\sqrt{n_a \lambda^3}} e^{-\frac{I}{2T}}.$$

Если стационарное состояние ионизации не совпадает с равновесным, то для нахождения степени ионизации приходится пользоваться уже не термодинамикой, а приравнивать скорости процессов ионизации и рекомбинации.

ПЛАЗМА КАК ПРОВОДЯЩАЯ ЖИДКОСТЬ

Основная особенность плазмы заключается в том, что это текучая среда, способная проводить электрический ток. Поэтому простейшая модель плазмы есть **модель проводящей жидкости**. В данной модели не рассматривается движение отдельных частиц: плазма считается сплошной средой, подобно тому как это делается в обычной гидродинамике. В простейшем приближении можно не делать также и различия между жидкостью и газом. В отсутствие ионизации разница между этими состояниями вещества заключалась в сжимаемости, которая у газов весьма велика, а у жидкостей пренебрежимо мала. Но сжимаемость проявляется при течении, если скорость его приближается к скорости звука. Поэтому обычная гидродинамика есть наука о движении не только жидкостей, но и газов со скоростями, малыми в сравнении со звуковой.

Плазма, т. е. проводящий газ, отличается от проводящей жидкости не только сжимаемостью, но и другими степенями свободы, связанными с разделением зарядов. Поэтому гидродинамическая модель имеет здесь более узкую область приложимости: не слишком велики должны быть не только скорости течения, но и частоты всех

рассматриваемых колебаний. Но достаточно медленные процессы в плазме можно описывать моделью проводящей жидкости. В этой модели не обязательно делать различия между плазмой и жидким металлом, таким, например, как ртуть или расплавленный натрий. В качестве дальнейшего упрощения можно рассматривать предельный случай **идеальной проводимости**, т. е. полностью пренебречь электрическим сопротивлением плазмы, или, иными словами, устремить проводимость к бесконечности. В этом предельном случае наиболее резко проявляются черты, отличающие проводящую жидкость от обычной. Все закономерности принимают здесь особенно простой вид. Удобно начинать рассмотрение со случая идеальной проводимости, а затем вводить поправки к нему.

Движение проводящей жидкости отличается тем, что на него может влиять магнитное поле. Поэтому наука о движении проводящих жидкостей носит название магнитной гидродинамики.

Метод магнитной гидродинамики заключается в совместном решении уравнений гидродинамики и электродинамики. Мы не будем здесь приводить эту довольно длинную систему уравнений, а изложим непосредственно конечные результаты. Их можно суммировать в виде следующих трех основных законов магнитной гидродинамики:

1) закон вмороженного магнитного поля;
2) закон магнитного давления;
3) закон диффузии магнитного поля.

Первые два закона относятся к предельному случаю идеальной проводимости, третий — устанавливает границы его приложимости.

Закон вмороженного магнитного поля является непосредственным следствием закона электромагнитной индукции для идеального проводника. Согласно закону индукции, если проводник при своем движении пересекает магнитные силовые линии, то в нем индуцируется электродвижущая сила. Но в идеальном проводнике, т. е. при бесконечной проводимости, сколь угодно малая электродвижущая сила должна была бы вызвать бесконечно большой ток, что невозможно. Следовательно, движение идеального проводника должно происходить так, чтобы он не пересекал магнитных силовых линий. Если заста-

вить идеальный проводник двигаться поперек магнитного поля, то он должен увлекать за собой силовые линии.

Если на проводник действует электрическое поле, которое могло бы вызвать ток, то идеальный проводник должен прийти в движение поперек магнитного поля с такой скоростью, чтобы электродвижущая сила индукции погасила электрическое поле. Такое движение называется **дрейфовым**, а его скорость — **дрейфовой скоростью.** При дрейфовом движении магнитные силовые линии движутся вместе с проводником. Таким образом, закон вмороженного поля совпадает с законом дрейфового движения. Подробнее мы будем говорить о дрейфовом движении отдельных частиц плазмы в модели независимых частиц. Там мы увидим, как и от чего зависит дрейфовая скорость.

До сих пор мы говорили о линейном проводнике. Но, имея дело с жидкостью, мы можем выделить в ней «жидкую линию», связанную с определенными частицами вещества. Закон вмороженности говорит, что в случае идеальной проводимости при движении жидкой линии поперек магнитного поля она не может пересекать силовые линии. Это значит, что поле должно «двигаться» вместе с жидкостью, в которую оно как бы «вморожено». Иначе можно сказать, что магнитные силовые линии «приклеены» к частицам вещества. Если действует закон вмороженности, то движение жидкости происходит в каждой точке с дрейфовой скоростью.

С законом вмороженности тесно связан второй основной закон магнитной гидродинамики — закон магнитного давления. По законам электродинамики, если напряженность магнитного поля меняется в направлении поперек силовых линий, то перпендикулярно обоим этим направлениям должен течь электрический ток. Но проводник с током, текущим поперек магнитного поля, испытывает со стороны этого поля силу, которая называется **пондеромоторной**. Если известна плотность тока, то величину этой силы легко вычислить. Она пропорциональна произведению напряженности магнитного поля H на плотность тока $j_{\perp}$, текущего поперек поля

$$|F| = \frac{1}{c} j_{\perp} H$$

в гауссовой системе единиц. Прямые скобки означают, что так находится только величина силы, но не ее направление.

Но если выразить ток через магнитное поле, то, «забыв» о токе, ту же самую силу можно рассматривать не как пондеромоторную силу, а как **силу магнитного давления.**

По законам электродинамики, если магнитное поле направлено вдоль оси z, а вдоль оси x течет ток плотности j, то в направлении y напряженность магнитного поля должна меняться по закону

$$\frac{dH}{dy}=\frac{4\pi}{c}\,j.$$

Входящий в эту формулу ток есть сумма обычного тока проводимости и вводимого в электродинамике тока смещения. Но если отвлечься от быстрых колебаний, то током смещения можно пренебречь и считать, что j есть плотность тока проводимости. Записав ее через производную от магнитного поля и подставив в выражение пондеромоторной силы, получим

$$|F|=\frac{1}{4\pi}\,H\,\frac{dH}{dy}=\frac{d}{dy}\left(\frac{H^2}{8\pi}\right).$$

Если интересоваться не только величиной силы, но и ее направлением, то эти формулы надо писать в векторном виде

$$\mathbf{F}=\frac{1}{c}\,[\mathbf{jH}],$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{H}=\frac{4\pi}{c}\,\mathbf{j},$$

откуда

$$\mathbf{F}=\frac{1}{4\pi}\,[\operatorname{rot}\mathbf{H}\cdot\mathbf{H}]=\frac{1}{4\pi}\,(\mathbf{H}\nabla)\mathbf{H}-\nabla\frac{H^2}{8\pi}.$$

Если магнитное поле меняется только поперек своего направления, то

$$\mathbf{F}=-\nabla\frac{H^2}{8\pi}.$$

Знак ∇ обозначает **градиент**, т. е. производную по направлению

Вычисление показывает, что пондеромоторная сила направлена всегда в сторону уменьшения магнитного поля. Выражается она подобно силе давления, если считать, что роль давления играет величина

$$p_{\text{м}}=\frac{H^2}{8\pi}.$$

Удобно рассматривать эту величину как **магнитное давление**, а пондеромоторную силу — как силу магнитного давления.

Отношение газового давления к магнитному представляет собой важную численную характеристику плазмы. Это безразмерное число принято обозначать греческой буквой β:

$$\beta = \frac{p}{p_{\text{м}}} = \frac{8\pi nT}{H^2}.$$

Пользование понятиями пондеромоторной силы или магнитного давления — два способа выражения одних и тех же физических закономерностей. Оба они одинаково законны и приводят к тождественным результатам.

К этому же вопросу можно подойти и с другой точки зрения. Из электродинамики известно, что магнитное поле создает в пространстве давление, равное плотности магнитной энергии, т. е. пропорциональное квадрату напряженности поля:

$$p_{\text{м}} = \frac{H^2}{8\pi}.$$

Если напряженность H выражена в эрстедах (или равная ей в пустом пространстве индукция B в гауссах), то давление получится в единицах СГС (*эрг*/*см*^{3}), т. е. практически в миллионных долях атмосферы. Но на непроводящее тело это давление не действует, поэтому в обычной гидродинамике его учитывать не надо. В самом деле, в непроводящее тело магнитное поле проникает свободно. А давление может действовать только на непроницаемую преграду. Из закона вмороженности следует, что в идеальный проводник в направлении, перпендикулярном силовым линиям, магнитное поле проникнуть не может. А это значит, что в данном направлении на идеальный проводник должна полностью действовать сила магнитного давления.

Рассматривая движение идеально проводящей жидкости или газа (плазмы) наряду с обычным давлением вещества, необходимо учитывать и магнитное давление. При этом, однако, следует учитывать два усложняющих обстоятельства. Во-первых, магнитное давление действует только в направлении поперек магнитных силовых линий, т. е. оно **анизотропно.** Во-вторых, магнитное давление в полной мере действует только в предельном случае идеальной проводимости. В случае конечной проводимости закон вмороженности нарушается, и магнитное поле постепенно «просачивается» через поверхность тела. Тело способно «ощущать» магнитное давление

только за время, малое в сравнении с временем такого «просачивания», или, как говорят, диффузии магнитного поля. При более длительном воздействии магнитное давление выравнивается и перестает действовать, подобно тому как давление воздуха не действует на тюлевую занавеску. Насколько быстро происходит «просачивание» магнитного поля, определяет третий закон, который называется законом диффузии магнитного поля. Он получается, если уравнения магнитной гидродинамики решаются совместно с обычным законом Ома, согласно которому плотность электрического тока j пропорциональна напряженности электрического поля E

$$j = \sigma E.$$

Коэффициент пропорциональности σ называется **проводимостью**. Отсюда для «просачивания» магнитного поля получается уравнение, тождественное с обычным уравнением диффузии. Коэффициент диффузии магнитного поля $D_{\text{м}}$ оказывается обратно пропорциональным проводимости σ; у идеального проводника $\sigma \to \infty$ а $D_{\text{м}} \to 0$. Удобно пользоваться симметричной, или гауссовой, системой единиц, в которой электрические величины выражаются в единицах СГСЭ, а магнитные — в единицах СГСМ. В этой системе проводимость σ имеет размерность обратного времени (т. е. частоты). Коэффициент диффузии магнитного поля при этом выражается как

$$D_{\text{м}} = \frac{c^2}{4\pi\sigma},$$

где c — скорость света. Она входит в формулы как отношение электростатических единиц к электромагнитным. Коэффициент диффузии, как и всегда, имеет размерность *см²/сек*.

Диффузия магнитного поля подчиняется обычным законам случайных процессов, о которых разговор будет дальше. Глубина проникновения за время t порядка

$$l \approx \sqrt{D_{\text{м}} t} \approx c \sqrt{\frac{t}{4\pi\sigma}}.$$

За малое время t магнитное поле, а следовательно, и ток

успевают проникнуть только в тонкий поверхностный слой проводника толщиной l — так называемый **скин-слой** (от английского skin — кожа). Соответственно на заданную глубину L поле и ток проникают за время порядка

$$t \approx \frac{L^2}{D_м} \approx \frac{4\pi\sigma L^2}{c^2},$$

которое называют **скиновым временем**. Переменный ток проникает в проводник только в течение полупериода. Поэтому высокочастотный ток течет лишь в тонком скин-слое у поверхности проводника. Толщина этого стационарного скин-слоя получится, если вместо t подставить величину порядка обратной частоты (принято подставлять $t = \frac{2}{\omega}$, где ω — круговая частота).

ДИФФУЗИЯ ПОЛЯ И ДИФФУЗИЯ ПЛАЗМЫ

Скиновое время есть время, за которое магнитное поле проникает в неподвижный проводник. Если же плазма удерживается давлением магнитного поля, то диффузия магнитного поля в плазму нарушает равновесие давлений, что приводит плазму в движение. При этом правильнее говорить не о диффузии магнитного поля в плазму, а о диффузии плазмы в магнитное поле. Если отношение газового давления к магнитному $\beta = \frac{p}{p_м}$ мало, то мала и разность магнитных давлений вне и внутри плазмы. Время диффузии поля в плазму равно скиновому времени и определяется этой малой разностью. Но полное равновесие достигается только за гораздо более длительное время, нужное для того, чтобы плазма равномерно распределилась по всей области, где ее первоначально не было. Это **время диффузии плазмы** определяется уже не малой разностью давлений, а полным магнитным давлением: оно в $1/\beta$ раз больше скинового времени. Соответственно можно считать, что коэффициент диффузии плазмы во столько же раз меньше коэффициента диффузии магнитного поля.

Закон диффузии магнитного поля устанавливает область, где можно пользоваться приближением иде-

ального проводника. Для этого нужно, чтобы размеры системы были велики в сравнении с толщиной скин-слоя, а время — мало в сравнении со скиновым временем. Масштабы тех и других связаны с проводимостью, но одно значение проводимости еще не решает вопроса. Какую проводимость считать «большой» и какую «малой», зависит от характерных масштабов длины и времени.

ПРИМЕНЕНИЯ МОДЕЛИ ПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ

Космические масштабы длины столь велики, что для не слишком медленных процессов они оказываются значительно больше толщины скин-слоя. Поэтому в космических масштабах всякая плазма может считаться идеальным проводником, и законы вмороженного поля и магнитного давления имеют здесь широкую область приложимости. При помощи этих законов легко решается ряд задач космической физики. Так, из Солнца выбрасываются плазменные потоки, оказывающие существенное влияние на верхнюю атмосферу Земли. Такой поток не имеет магнитного поля. По закону вмороженности постороннее магнитное поле не может в него проникнуть. В солнечной системе имеются беспорядочные межпланетные магнитные поля. Выходящие из Солнца плазменные потоки выталкивают эти посторонние магнитные поля. Можно сказать, что «плазменная метла» «выметает» межпланетные магнитные поля из окрестностей Солнца. Вокруг Солнца образуется **магнитная полость**, в которой магнитные поля гораздо слабее, чем в окружающем пространстве. Магнитная полость облегчает приход на Землю испускаемых Солнцем потоков быстрых заряженных частиц (корпускулярных потоков). С другой стороны, когда плазменный поток встречается с местным магнитным полем Земли, он по закону вмороженности обтекает его, как жидкость обтекает твердое тело. Вокруг Земли образуется **магнитная каверна**, внутри которой, наоборот, собрано магнитное поле, но куда не проникают плазменные потоки. На поверхности магнитной каверны собирается много заряженных частиц, которые, по-видимому, и обнаруживаются спутниками и ракетами как **внешний радиационный пояс.** Аналогия между обтеканием плазмой магнитной каверны и жидко-

стью — твердого тела не только качественная, но и математическая: оба явления могут быть описаны одинаковыми уравнениями, только в случае плазмы, кроме давления вещества, надо учесть и давление магнитного поля.

Исходя из модели проводящей жидкости, можно понять и основную идею удержания плазмы магнитным полем. Для термоядерных реакций необходимы температуры столь высокие, что никакая стенка их не выдержит. Но плазма может находиться в равновесии и без стенок, если ее газовое давление уравновешивается давлением внешнего магнитного поля:

$$nT = \frac{H^2}{8\pi},$$

где n — число частиц плазмы в единице объема; T — температура в энергетических единицах. Если при этом взять обычную в атомной физике единицу энергии — электронвольт ($1\ эв = 1{,}6 \cdot 10^{-12}\ эрг = 11\,600°\ К$), то условие удержания примет вид

$$H = 6{,}34 \cdot 10^{-6} \sqrt{nT},$$

где T — температура также в энергетических единицах. Для управляемой термоядерной реакции разумными представляются значения $n = 10^{16}$ *частиц/см*^{3} и $T = 10^4$ *эв*. При этих условиях для удержания плазмы требуется магнитное поле около 60 *кэ* (килоэрстед), что технически вполне достижимо.

Удерживающее магнитное поле может создаваться либо **внешними** токами в металлических проводниках, окружающих плазму, либо **внутренними** токами в самой плазме. Соответственно различают удержание **внешним и собственным** магнитным полем.

Простейший вид внешнего поля — продольное поле, создаваемое катушкой (соленоидом), окружающей плазму (см. рис. 9 и 15). Простейший вид собственного поля — круговое поле, создаваемое продольным током, текущим по плазме (см. рис. 25). Из закона магнитного давления следует, что продольный ток, текущий по плазме, должен производить своим круговым магнитным полем сжатие плазмы в тонкий цилиндрический шнур с осью в направлении тока.

Такой плазменный шнур часто называют английским словом «пинч» (от глагола to pinch — сжать, ущипнуть)[1]. Само явление сжатия плазмы собственным полем текущего по ней тока носит название «пинч-эффекта».

Таким образом, уже самая грубая модель плазмы позволяет дать оценку условий магнитного удержания. Но для уточнения этих условий и рассмотрения конкретных методов удержания необходимо перейти к более совершенным моделям плазмы. Прежде всего рассмотренное условие обеспечивает удержание плазмы только до тех пор, пока магнитное поле не «просочилось» внутрь плазмы, т. е. за время меньше скинового времени. Для оценки же скинового времени нужно знать проводимость плазмы, что требует уже более подробного ее описания.

ТОРОИДАЛЬНЫЕ МАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ

Магнитное поле удерживает плазму от ухода на боковые стенки, но не с торцов трубы. Простейший способ получить магнитную ловушку — сделать трубу, совсем не имеющую концов. Для этого достаточно свернуть трубу в кольцо, как показано на рис. 9. Тело, подобное бублику или калачу, имеет в геометрии специальное название **тор.** Магнитную ловушку такой формы называют **тороидальной.** Внешняя катушка (соленоид) создает вдоль трубы магнитное поле. Это поле удерживает плазму от ухода в поперечном направлении на стенку. Вдоль поля плазма движется свободно, но это не приводит к уходу ее из ловушки. Силовые линии магнитного поля замыкаются по кольцу и из ловушки не выходят. Однако удержание плазмы в тороидальной ловушке осложняется тем, что магнитное поле в ней не может быть однородным.

[1] В последнее время в литературе распространилось применение названия «пинч» ко всякому плазменному образованию, сжимаемому магнитным полем. При этом в зависимости от направления электрического тока различают линейный z-пинч, в котором ток течет по оси цилиндра (ось z), а сжимающее магнитное поле круговое, и индукционный θ-пинч (тэта-пинч), где круговой ток течет по азимуту (азимут в английской литературе обозначается θ), а сжимающее магнитное поле продольное. В θ-пинче ток может возбуждаться только индукцией, так что фактически сжатие производится магнитным полем, созданным токами, текущими во внешних проводниках. Напротив, z-пинч создается путем пропускания тока между электродами, введенными в плазму. Когда говорят просто «пинч», то имеют в виду классический z-пинч.

Однородным называется поле, силовые линии которого прямые и везде расположены одинаково густо. В тороидальной ловушке силовые линии, во-первых, обязательно кривые и, во-вторых, сгущаются к внутренней стороне тора. Густотой силовых линий определяется напряженность магнитного поля и, следовательно, магнитное давление. Раз силовые линии сгущаются к внутренней стороне тора, значит магнитное давление с внутренней стороны больше, чем с наружной. Эта разница, или, как говорят, **градиент** магнитного давления, выжимает плазму к внешней стороне тора. Таким образом, уже простейшая модель плазмы позволяет хотя бы в грубых чертах понять, какие трудности возникают при удержании плазмы в тороидальной ловушке. Подробнее этот вопрос может быть рассмотрен в модели независимых частиц, что мы сделаем дальше. С точки зрения движения частиц, уход плазмы на стенку связан с их **дрейфовым движением** в неоднородном магнитном поле, как будет подробно объяснено ниже. При этом наряду с градиентом поля играет роль также и центробежная сила от движения частиц вдоль искривленных силовых линий, действующая в том же направлении.

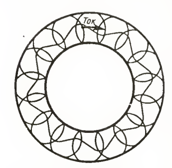


Рис. 9. Тороидальная магнитная ловушка.

Для удержания плазмы в торе необходима более сложная форма магнитного поля. Все предлагаемые для этого способы сводятся к созданию **винтовых магнитных полей.** Проще всего это достигается в ловушках, где вдоль магнитного поля по плазме течет сильный электрический ток. Ток в плазме возбуждается индукционным способом: плазма играет роль вторичной обмотки трансформатора; первичной обмоткой служит кольцевой проводник, по которому пропускается переменный ток. Текущий по плазме ток создает вокруг себя кольцевое магнитное поле, которое, складываясь с внешним продольным, образует винтовое поле. Если собственное поле сильнее внешнего, то оно сжимает плазменный шнур и отрывает его от стенок: это **тороидальный пинч.** Но возможны и ловушки, в кото-

рых плазму не пускает на стенку сильное внешнее продольное поле, а собственное поле играет только вспомогательную роль. Но все ловушки с током, текущим вдоль магнитного поля, подвержены различным видам гидромагнитной и кинетической неустойчивости, о которых речь будет идти ниже. Поэтому очень важно, что удалось придумать ловушку, в которой винтовое поле создается токами, текущими во внешних проводниках: это **стелларатор**[1]. В первоначальной конструкции стелларатора сам тор закручивался в виде восьмерки. В дальнейшем научились создавать винтовое поле, не нарушая формы тора, посредством нескольких дополнительных обмоток с противоположными направлениями тока.

В тороидальных магнитных ловушках можно нагревать плазму. Магнитное поле препятствует не только уходу частиц, но и уходу энергии на стенку, снижая, как мы увидим дальше, поперечную теплопроводность плазмы. Если в плазме нет многозарядных ионов, то и излучение уносит мало энергии. Тогда открывается принципиальная возможность нагрева плазмы до очень высоких температур, при которых должны протекать термоядерные реакции. Практическое решение задачи нагрева плазмы в магнитной ловушке наталкивается, однако, на ряд трудностей. Проще всего нагревать плазму током, текущим вдоль магнитного поля. Но оказывается, что ток «раскачивает» плазму, делает ее неустойчивой. Приходится искать другие способы нагрева, в которых токи текут поперек магнитного поля. Для этой цели предлагается использовать явления резонанса при взаимодействии плазмы с электромагнитными колебаниями высокой частоты, в частности циклотронный и магнитно-звуковой резонансы, о которых речь будет ниже.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ НАСОСЫ И УСКОРЕНИЕ ПЛАЗМЫ

Помимо удержания плазмы, магнитное давление может быть использовано также и для разгона ее до больших скоростей. Существует ряд способов выбрасывания

[1] Название «стелларатор» происходит от слова «стелла»—звезда. Так назвали эту ловушку потому, что в ней надеются достичь температур такого же порядка, как во внутренних зонах звезд, где протекают термоядерные реакции.

отдельных плазменных сгустков или непрерывных плазменных струй из сопла силами магнитного давления. Так же, как и при удержании, магнитные поля могут создаваться токами, текущими либо во внешних проводниках, либо в самой плазме.

Сущность процессов ускорения плазмы можно понять, исходя из модели проводящей жидкости. И действительно, те же принципы применяются и в электромагнитных насосах, служащих для перекачки расплавленных металлов. Простейшим прибором этого рода является **кондукционный электромагнитный насос** (рис. 10). В нем канал с проводящей жидкостью помещен между полюсами N и S магнита. Поперек направлений канала и магнитного поля через жидкость пропускается ток I. Возникающая при взаимодействии взаимноперпендикулярных тока и магнитного поля пондеромоторная сила заставляет поток жидкости Q течь в направлении, указанном стрелками. Постоянный ток возбуждается внешним электрическим полем и подводится к жидкости через электроды. Это есть ток проводимости, или, как иначе говорят, кондукции, почему насос и называется кондукционным. Существуют электромагнитные насосы, в которых ток не подводится через электроды, а возбуждается (индуцируется) переменными магнитными полями. Такие насосы называются **индукционными.** Примером может служить прибор, в котором проводящая среда увлекается бегущим магнитным полем. Схема его показана на рис. 37. Если эта схема применяется для перекачки жидкого металла, то прибор называется индукционным электромагнитным насосом. В применении к ускорению плазмы это будет **асинхронный плазменный двигатель.** Схему кондукционного насоса в применении к ускорению плазмы называют **ускорением в скрещенных полях.**

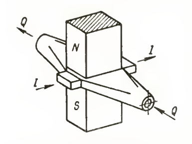


Рис. 10. Кондукционный электромагнитный насос.

В приборах для ускорения плазмы происходит превращение электрической энергии в механическую. Работают они аналогично электромотору. Ускорение в скрещенных

полях происходит по принципу мотора постоянного тока, ускорение бегущим полем — по принципу асинхронного мотора. Но известно, что электрический двигатель простым переключением можно превратить в динамомашину. То же можно сделать и с плазменным двигателем, если его заставить не ускорять, а тормозить плазму. Тогда кинетическая энергия плазменного потока будет преобразовываться в электрическую. Получится плазменная динамомашина, или, как ее называют, **магнитогидродинамический генератор.**

Схемы, о которых мы до сих пор говорили, имеют магнитные поля, создаваемые токами в специальных обмот-

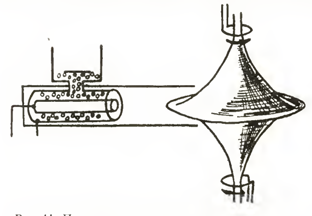


Рис. 11. Плазменная пушка, впрыскивающая плазму в ловушку со встречными полями.

ках. Но известны и такие схемы, где магнитное поле создается токами, текущими через плазму. Такие схемы называют **рельсовыми.** Название пошло от простейшей схемы, где плазма ускоряется между двумя параллельными прямыми металлическими проводниками («рельсами»), по которым текут токи, замыкающиеся через плазму. В симметричной системе собственное магнитное поле только сжимает токовый шнур. Но в рельсовой схеме поле подперто с одной стороны металлическими проводниками и свободно «вытекает» в другую, таща за собой плазму.

Для впрыскивания плазменных струй в магнитные ловушки сконструированы **плазменные пушки**, основанные на том же принципе. Здесь удобна **коаксиальная** конструкция, в которой каналом служит кольцевая щель

между двумя параллельными цилиндрами. На рис. 11 показана коаксиальная плазменная пушка. Она состоит из двух цилиндров с общей осью. Плазма подается в кольцевой промежуток между цилиндрами быстродействующим клапаном (сверху). Наложенное между цилиндрами радиальное электрическое поле вызывает в плазме радиальный ток, который, взаимодействуя со своим собственным магнитным полем, выталкивает плазму из пушки. Пушка впрыскивает плазму в ловушку со встречными полями, предложенную для борьбы с перестановочной или желобковой неустойчивостью, о чем речь будет ниже.

МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ТЕЧЕНИЯ

Течение плазмы в магнитном поле, подобно течению всякой жидкости или газа, может быть либо **ламинарным**, т. е. струйчатым, либо **турбулентным**, т. е. вихревым. В большинстве случаев магнитное поле, направленное вдоль течения, препятствует возникновению турбулентности, или, как говорят, стабилизирует ламинарное движение. Стабилизирующее действие магнитного поля сильнее всего проявляется в случае высокой проводимости, когда действует закон вмороженности. При этом турбулентное движение приводит к запутыванию магнитных силовых линий, в результате чего кинетическая энергия движения преобразуется в магнитную энергию. В слабопроводящей плазме магнитное поле тоже затрудняет развитие турбулентности, но механизм стабилизации там совсем другой. Он связан с тем, что при движении проводящей среды в магнитном поле возбуждаются электрические токи, которые при конечной проводимости приводят к **диссипации энергии**, т. е. к превращению кинетической энергии движения в тепловую энергию (джоулево тепло). Аналогичный процесс диссипации происходит в непроводящей среде за счет вязкости. Исходя из этой аналогии, величину $c^2/4\pi\sigma$ (коэффициент диффузии магнитного поля) иногда называют **магнитной вязкостью.**

Характер течения непроводящей жидкости или газа определяется безразмерным числом Рейнольдса

$$Re = \frac{vL}{\nu},$$

где v — скорость потока; L — линейный размер; ν — кинематическая вязкость. При малых числах Рейнольдса движение ламинарное,

при больших — турбулентное. В магнитной гидродинамике характер движения зависит уже не только от одного безразмерного числа. Если в числе Рейнольдса заменить кинематическую вязкость на магнитную вязкость $c^2/4\pi\sigma$, то получится **магнитное число Рейнольдса**

$$Re_{\text{м}} = \frac{4\pi v L \sigma}{c^2}.$$

Если магнитное число Рейнольдса велико, то текучую среду можно считать идеально проводящей, если оно мало, то плохо проводящей.

В предельном случае больших значений $Re_{\text{м}}$ характер движения определяется отношением магнитного давления $H^2/8\pi$ к скоростному напору $\rho v^2/2$:

$$A = \frac{H^2}{4\pi\rho v^2}.$$

При больших значениях числа A (практически оказывается достаточным, чтобы оно было больше 0,1) магнитное поле полностью стабилизирует ламинарное течение хорошо проводящей плазмы независимо от числа Рейнольдса.

В предельном случае малых значений $Re_{\text{м}}$ характер движения определяется безразмерным **числом Стюарта**

$$S = ARe_{\text{м}} = \frac{H^2\sigma L}{c^2\rho v}.$$

Если значение этого числа превышает 0,1, то ламинарное течение устойчиво при любых числах Рейнольдса.

Все приведенные критерии относились к течению вдоль магнитного поля. Характер течения поперек магнитного поля по каналу ширины L определяется значением безразмерного **числа Гартмана**

$$M = \sqrt{SRe} = \frac{HL}{c}\sqrt{\frac{\sigma}{\rho\nu}}.$$

При малых значениях числа Гартмана движение происходит так же, как и в отсутствие магнитного поля. При больших значениях M вязкость сказывается только в тонком слое порядка L/M, непосредственно прилегающем к стенкам канала. Во всем остальном сечении движение происходит с постоянной скоростью, не зависящей от расстояния до стенки. Сопротивление движению при этом не зависит от вязкости и целиком определяется электромагнитными силами.

МОДЕЛЬ ДВУХ ЖИДКОСТЕЙ

В приближении проводящей жидкости плотность тока находят из закона Ома, который для плазмы отнюдь не является точным. Более подробное описание электрического тока в плазме дает модель двух жидкостей — элек-

тронной и ионной. Движение каждой из них по-прежнему описывается уравнениями типа уравнений гидродинамики, вследствие чего этот метод рассмотрения и называют **гидродинамическим приближением**, в отличие от более точного метода **физической кинетики.**

Модель двух жидкостей позволяет получать много результатов, в том числе и довольно сложных, причем из-за неточности гидродинамического приближения не все из них правильны. Мы ограничимся только самыми простыми и надежными.

В модели двух жидкостей принимается, что в каждой точке все электроны движутся с одинаковой скоростью v_e, а все ионы — с одинаковой скоростью v_i (речь идет об упорядоченных скоростях; тепловое движение требует уже методов физической кинетики). Удобнее перейти к **массовой скорости**

$$v = \frac{Mv_i + mv_e}{M + m} \approx v_i$$

и **относительной скорости**

$$v_i - v_e \approx v - v_e,$$

с которой связана **плотность тока**

$$j = Zen_i v_i - en_e v_e,$$

где Ze — заряд иона; e — заряд электрона.

Разница между суммарными зарядами ионов и электронов может быть только очень малой, иначе пространственные заряды вызвали бы колоссальные электрические поля. Отсюда вытекает **условие электронейтральности**

$$Zn_i \approx n_e \equiv n,$$

после чего плотность тока оказывается пропорциональной относительной скорости

$$j \approx ne\,(v_i - v_e).$$

Для массовой скорости модель двух жидкостей не дает ничего нового. Поэтому мы рассмотрим сразу результаты, касающиеся относительной скорости, т. е. тока.

Самый простой результат получается, если считать, что все скорости постоянны во времени (стационарный

случай) и что магнитное поле отсутствует. В этом случае модель двух жидкостей приводит к результату, тождественному с законом Ома, что позволяет расшифровать значение проводимости σ. В отсутствие магнитного поля ионы заведомо движутся гораздо медленнее электронов, так что ток переносится практически только электронами, которые ускоряются электрическим полем, а тормозятся в результате столкновений с ионами. В стационарном случае ускорение равно нулю, т. е. импульс, получаемый электроном от электрического поля, должен равняться импульсу, отдаваемому при столкновениях с ионами. Импульс, получаемый электроном от поля E за единицу времени, есть $-eE$. Импульс, отдаваемый ионам, удобно записать так:

$$\frac{m}{\tau}(v_e - v_i),$$

где τ — среднее время между столкновениями[1]. Приравнивая эти величины, получаем

$$v_i - v_e = \frac{e\tau}{m} E,$$

откуда плотность тока

$$j = \frac{ne^2}{m} \tau E.$$

Этот результат совпадает с законом Ома, причем для проводимости σ получается значение

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m}.$$

Значение τ мы расшифруем при рассмотрении столкновений между частицами плазмы.

Важно отметить, что закон Ома применим к плазме только в отсутствие ускорения и магнитного поля. Перейдем теперь к нестационарным процессам, т. е. к колебаниям плазмы — процессам, где существенно ускорение.

---

[1] Точнее говоря, торможение электронов происходит не только при столкновениях, но и при непрерывном взаимодействии с ионами на далеких расстояниях. В дальнейшем, рассматривая случайные процессы, мы увидим, каким образом такое непрерывное взаимодействие приближенно описывается как **кулоновские столкновения.**

Без внешнего постоянного магнитного поля возникает только простейший тип колебаний плазмы — чисто электростатические колебания, связанные с разделением зарядов. Их принято называть **плазменными колебаниями.**

Простейшую наглядную модель плазменных колебаний можно получить, если представить, что в слое плазмы площадью S, толщиной x все nSx электронов сместились на одну из ограничивающих этот слой поверхностей. В результате возник плоский конденсатор с зарядом

$$Q = neSx.$$

Емкость этого конденсатора равна $\frac{S}{4\pi x}$, и, следовательно, разность потенциалов между «обкладками»

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi x Q}{S} = 4\pi n e x^2.$$

Электрическое поле в таком конденсаторе будет

$$E = \frac{\Delta\varphi}{x} = 4\pi n e x.$$

Возникшее в результате разделения зарядов поле действует на электроны с силой

$$F = -eE = -4\pi n e^2 x.$$

Знак минус означает, что эта сила возвращающаяся. Здесь, подобно маятнику или пружине, возвращающаяся сила F оказывается пропорциональной отклонению от положения равновесия x.

В случае пружины возвращающая сила $F = -kx$ вызывает колебания с круговой частотой

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}},$$

где m — масса груза, подвешенного к пружине.

В случае плазмы вместо коэффициента упругости k стоит величина $4\pi n e^2$, а роль «груза» играет электрон с массой m. Следовательно, при нарушении квазинейтральной плазмы выведенные из состояния равновесия электроны должны начать колебания с круговой частотой

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}}.$$

Обычная частота (число колебаний в секунду) будет

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = 8960\sqrt{n},$$

где n — число электронов в 1 $см^3$. Эта частота, как уже говорилось выше, называется **плазменной**, или лэнгмюровской.

Плазменная частота — основная количественная характеристика плазмы. Она пропорциональна корню квадратному из электронной плотности. Множитель пропорциональности содержит только универсальные константы. Для грубой оценки полезно запомнить приближенное соотношение

$$f_0 = 8960\sqrt{n} \approx 10^4\sqrt{n}.$$

При достижимой для современной методики точности определения концентраций плазмы более точное значение коэффициента не имеет практического значения.

Дадим оценку значений плазменной частоты в реальных условиях в природе и технике. Приходящее к нам от солнечной короны радиоизлучение испускается плазмой с концентрацией n около 10^8 *частиц/см*³. Соответствующая плазменная частота — порядка 100 *Мгц* (мегагерц), т. е. лежит в диапазоне метровых волн (УКВ). Еще несколько **меньше** значения концентрации и плазменной частоты для тех слоев ионосферы, которые делают возможной коротковолновую связь на больших расстояниях. Техническая плазма значительно более концентрирована. В условиях обычного газового разряда приходится иметь дело с плазмой, у которой концентрация порядка 10^{12} *частиц/см*³ и соответственно плазменная частота порядка 10^{10} *гц*, т. е. лежит в диапазоне сантиметровых волн. Для контролируемой термоядерной реакции требуется концентрация порядка 10^{16} *частиц/см*³, чему отвечает плазменная частота 10^{12} *гц*, лежащая уже в диапазоне субмиллиметровых волн. Внутри звезд плотности плазмы еще на много порядков больше и плазменные частоты уходят в инфракрасную область.

Если считать электроны неподвижными, то ионы могут колебаться относительно них с **ионной плазменной частотой.** Она выражается так же, как электронная, только вместо массы электрона m и заряда e надо подставить массу иона M и заряд Ze. Для водородной плазмы

ионная плазменная частота в 40 раз меньше электронной; во всех остальных случаях разница еще больше. Ионные плазменные колебания можно наблюдать, когда ионы гораздо холоднее электронов.

Многие величины, характеризующие плазму, могут быть выражены через плазменную частоту. В частности, проводимость плазмы связана с плазменной частотой соотношением

$$\sigma = \frac{\omega_0^2}{4\pi} \tau .$$

При наличии магнитного поля в модели двух жидкостей необходимо рассматривать движение и электронов и ионов, так как нельзя заранее сказать, какие частицы будут двигаться быстрее. При этом у плазмы появляется много новых степеней свободы.

ПРОВОДИМОСТЬ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Если плазма находится в магнитном поле, то модель двух жидкостей сильно усложняется. Ток, текущий вдоль магнитного поля, по-прежнему подчиняется закону Ома с тем же значением проводимости. Для плазмы, находящейся в магнитном поле, эта нормальная проводимость является **продольной.** Поперечная проводимость под действием магнитного поля должна уменьшаться. Если бы поперечный ток переносился только электронами, движущимися под действием приложенного извне электрического поля, то плазма обладала бы анизотропной проводимостью. Законы анизотропной проводимости следующие: во-первых, проводимость поперек поля должна уменьшаться обратно пропорционально квадрату напряженности магнитного поля; во-вторых, ток должен течь не только вдоль приложенного электрического поля, но и поперек него (эффект Холла). Плазма, в которой электрон за время между двумя столкновениями успеет совершить много циклотронных оборотов, называется **замагниченной.** Чтобы плазма замагничивалась, она должна быть не слишком плотной и находиться в сильном магнитном поле. Если бы анизотропия проводимости проявлялась в полной мере, то в замагниченной плазме поперечная проводимость была бы гораздо меньше продольной, а ток поперек электрического поля (ток Холла) — гораздо сильнее, чем ток вдоль электрического

поля. Однако в хорошо ионизованной плазме анизотропия проводимости реально не проявляется полностью по следующим трем причинам. Во-первых, поперек поля может оказаться существенным перенос тока не электронами, а ионами. Во-вторых, токи, текущие поперек магнитного поля, могут вызываться не только электрическим полем, но и силами неэлектрической природы (например, перепадом давлений). Наконец, разделение зарядов приводит к поляризации плазмы, т. е. к возникновению в ней внутренних электрических полей. После этого ток будет определяться не только приложенным извне электрическим полем, но и полем, возникающим из-за поляризации.

Чем больше нейтральных частиц в плазме, тем сильнее проявляется анизотропия проводимости. В полностью ионизованной плазме коэффициент диффузии магнитного поля и время его затухания (скиновое время) определяются всегда нормальной проводимостью (т. е. тем же значением проводимости, что и без магнитного поля). В частично ионизованной плазме, где много нейтральных частиц, скиновое время уменьшается из-за снижения поперечной проводимости в магнитном поле [1].

Кроме анизотропии движения частиц, на проводимости в магнитном поле сказывается еще и **анизотропия столкновений,** характерная для хорошо ионизованной плазмы. Как мы увидим дальше, чем быстрее частица движется, тем реже она сталкивается с другими частицами (при свободном движении вдоль магнитного поля). При движении поперек поля, как бы быстро ни двигалась частица, она будет вращаться вокруг силовой линии до тех пор, пока не столкнется. Вследствие анизотропии столкновений проводимость поперек сильного магнитного поля в полностью ионизованной плазме оказывается примерно в два раза меньше продольной проводимости. Столкновения электронов с нейтральными частицами мало зависят от скорости, так что в слабо ионизованной плазме анизотропия столкновений не сказывается.

---

[1] Если давление плазмы мaлó в сравнении с магнитным давлением, то коэффициент диффузии плазмы равняется коэффициенту диффузии магнитного поля, умноженному на отношение этих давлений β. Соответственно время диффузии плазмы будет в $1/\beta$ раз больше скинового времени. При этом диффузия плазмы (а не магнитного поля) всегда определяется нормальной проводимостью.

Но там в полной мере проявляется гораздо более сильное влияние магнитного поля на поперечное движение частиц, переносящих ток.

ПЛАЗМА КАК СИСТЕМА НЕЗАВИСИМЫХ ЧАСТИЦ

Прямую противоположность модели непрерывной среды (проводящей жидкости) представляет модель независимых частиц, в которой при рассмотрении движения отдельных заряженных частиц плазмы полностью пренебрегают взаимодействием между ними. Естественно, что модель независимых частиц более подходит для описания разреженной плазмы, а модель проводящей жидкости — для плотной плазмы. Но значение модели независимых частиц не исчерпывается сильно разреженной плазмой, так как эта модель помогает понять некоторые общие свойства плазмы.

На заряженную частицу с зарядом Ze и массой M, движущуюся со скоростью v, в магнитном поле действует пондеромоторная или **лоренцова сила,** направленная перпендикулярно как направлению поля, так и скорости частицы. Под действием этой силы частица должна вращаться вокруг силовой линии с круговой частотой

$$\omega_c = \frac{ZeH}{Mc}.$$

С такой же частотой вращается частица в циклическом ускорителе — циклотроне. Поэтому частоту называют **циклотронной.** Иногда ее называют также гиромагнитной или **ларморовской.** Для плазмы, в которой имеются электроны и ионы, характерны две циклотронные частоты:

а) электронная $\omega_{ce} = \frac{eH}{Mc}$, б) ионная $\omega_{ci} = \frac{ZeH}{Mc}$.

Для краткости будем писать просто ω_e и ω_i.

Вращение частицы в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, происходит по окружности. Такую орбиту принято называть циклотронным кружком, а ее радиус r_c — циклотронным радиусом. Иначе циклотронные орбиты называют также ларморовскими. Если магнитное поле направлено к нам, то частицы с положительным за-

рядом вращаются по часовой стрелке, а частицы с отрицательным зарядом — против часовой стрелки.

Частота вращения по циклотронной орбите зависит только от напряженности магнитного поля и заряда и массы частицы. Все частицы одного типа в определенном поле вращаются с одинаковой **частотой.** Скорости же вращения могут быть какими угодно и зависят от того, с какой скоростью частица влетела в магнитное поле.

Так, если плазма находится в термическом равновесии, то скорости циклотронного вращения распределены по закону Максвелла. В разреженной плазме термическое равновесие устанавливается медленно, и распределение скоростей может иметь произвольный вид, зависящий от начальных условий.

Радиус циклотронной окружности r_c зависит от скорости вращения

$$\frac{2\pi r_c}{T} = v,$$

где T — период вращения:

$$T = \frac{1}{\nu} = \frac{2\pi}{\omega_c}.$$

Отсюда

$$r_c = \frac{v}{\omega_c},$$

или после подстановки значения ω_c

$$r_i = \frac{Mcv_i}{ZeH}$$

для иона и

$$r_e = \frac{mcv_e}{eH}$$

для электрона.

Таким образом, при одинаковой скорости циклотронный радиус иона в $\frac{M}{Zm}$ раз (т. е. в тысячи раз) больше циклотронного радиуса электрона. Если плазма находится в термическом равновесии, то одинаковы не скорости, а энергии ионов и электронов:

$$\frac{Mv_i^2}{2} = \frac{mv_e^2}{2},$$

откуда

$$\frac{v_e}{v_i} = \sqrt{\frac{M}{m}}.$$

В этом случае циклотронный радиус иона только в $\frac{\sqrt{M/m}}{Z}$ раз больше циклотронного радиуса электрона.

Вдоль своего направления магнитное поле никак не действует на движение частицы. Поэтому в однородном поле и в отсутствие других сил движение частицы слагается из циклотронного вращения и равномерного прямолинейного движения по инерции вдоль силовой линии [1].

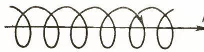


Рис. 12. Винтовой путь частицы в магнитном поле.

Траектория частицы под действием одной только пондеромоторной силы представляет собою винтовую линию (рис. 12), проекция которой на плоскость, перпендикулярную магнитному полю, есть циклотронный кружок.

ДРЕЙФОВОЕ ДВИЖЕНИЕ

Движение частицы при наличии других сил или в неоднородном поле усложняется. С одной стороны, движение вдоль силовой линии становится ускоренным. С другой стороны (и это самая замечательная особенность движения заряженных частиц в магнитном поле), сила, действующая поперек поля, вызывает движение частицы в направлении, перпендикулярном этой силе, а также и магнитному полю. Это движение носит название дрейфа [2]. Дрейфовое движение отличается от свободного тем, что под действием постоянной силы оно происходит не **с постоянным ускорением**, а **с постоянной скоростью.**

В модели проводящей жидкости мы уже встречались с дрейфовым движением; оно представляет собой совокупность дрейфовых движений отдельных частиц.

[1] Однородным полем называется такое поле, у которого напряженность постоянна по величине и направлению, а следовательно, силовые линии прямые.

[2] Иногда говорят «дрейф поперек поля», называя «дрейфом» также и инерционное движение вдоль поля.

Наглядно происхождение дрейфового движения можно уяснить себе следующим образом (рис. 13). Сила $F_{\perp}$, действующая в плоскости циклотронного кружка, в течение одной половины периода дает ускорение по направлению, а в течение другой — против направления вращения. В результате составляющая скорости вращения, перпендикулярная силе, будет больше, когда частица движется в одном направлении (на рисунке — вниз), чем в другом (на рисунке — вверх). В итоге дело будет обстоять так, как если бы весь циклотронный кружок за оборот сместился в своей плоскости в направлении, перпендикулярном силе $F_{\perp}$ (на рисунке — вниз). Величину смещения можно легко оценить. Частица массы M под действием силы $F_{\perp}$ испытывает ускорение $\frac{F_{\perp}}{M}$. Действуя в течение одного периода, это ускорение создает разность скоростей «вверх» и «вниз»:

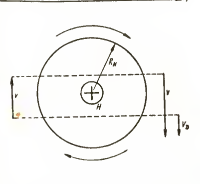


Рис. 13. Схема происхождения дрейфового движения.

$$\Delta v \approx \frac{F_{\perp}}{M\omega_c}.$$

Смещение циклотронного кружка за период порядка

$$l \approx \frac{\Delta v}{\omega_c} \approx \frac{F_{\perp}}{M\omega_c^2}.$$

За единицу же времени кружок сместится на расстояние порядка

$$|v_D| \approx l\omega_c \approx \frac{F_{\perp}}{M\omega_c}.$$

Смещение кружка за единицу времени — это и есть дрейфовая скорость. Мы видим, что она перпендикулярна направлениям как силы $F_{\perp}$, так и магнитного поля H.

Раскрывая значение циклотронной частоты ω_c, получаем окончательное выражение дрейфовой скорости в виде

$$|v_D| = c\frac{F_\perp}{ZeH}.$$

Прямые скобки означают, что это выражение дает только величину скорости, но не указывает ее направление.

Чтобы знать, в какую сторону направлена дрейфовая скорость, надо записать этот результат в векторной форме:

$$\mathbf{v}_D = c\frac{[\mathbf{FH}]}{ZeH^2}.$$

Электрону при этом приписывается $Z=-1$. Это значит, что если магнитное поле H направлено к нам, а сила $F_\perp$ вверх, то положительно заряженные частицы будут дрейфовать направо, а отрицательно заряженные — налево. **Дрейфовый ток**, переносимый как теми, так и другими частицами, будет течь направо. Хотя наш вывод по смыслу был приближенным, но результат случайно оказался точным: отброшенные при выводе безразмерные множители порядка единицы действительно в результат не входят, и знак при векторном произведении, о котором мы не заботились, действительно положительный.

Удобна (в особенности для запоминания) формула, выражающая не дрейфовую скорость, а **дрейфовый ток**, переносимый частицами данного рода:

$$|j_D| = nZev_D = cn\frac{F_\perp}{H},$$

или в векторной форме

$$\mathbf{j}_D = cn\frac{[\mathbf{FH}]}{H^2}.$$

В случае электронов $Z=-1$ и направление тока обратно направлению скорости.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДРЕЙФ

Рассмотрим в качестве первого примера простейший случай, когда сила $F_\perp$ есть сила электрического поля

$$F_\perp = ZeE_\perp.$$

Отсюда

$$|v_E^-| = c\,\frac{E_\perp}{H}.$$

$E_\perp$ есть составляющая электрического поля, перпендикулярная магнитному полю. Электрон имеет отрицательный заряд $Z=-1$. Общее выражение дрейфовой скорости содержало в знаменателе заряд Z. Поэтому **если сила $F_\perp$ действует одинаково на электроны и ионы, то под ее действием они дрейфуют в противоположных направлениях.** Но электрическое поле оказывает противоположное действие на электроны и ионы: сила поля сама пропорциональна заряду Z. Поэтому в выражении дрейфовой скорости для электрического поля заряд сократился. Дрейф под действием электрического поля называется **электрическим дрейфом.** Скорость электрического дрейфа для электронов и ионов одинакова как по величине, так и по направлению. В векторной форме она выражается как

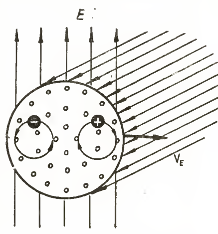


Рис. 14. Электрический дрейф.

$$\mathbf{v}_E = c\,\frac{[\mathbf{EH}]}{H^2}.$$

Если магнитное поле направлено к нам, а электрическое — вверх, то все частицы дрейфуют вправо (рис. 14). Электрический дрейф приводит только к движению всей плазмы, т. е. к массовому движению, но не возбуждает тока. Это то самое дрейфовое движение, о котором мы говорим, обсуждая модель проводящей жидкости. Напротив, такие силы, как сила тяжести, центробежная сила, которые в отсутствие магнитного поля действуют одинаково на все частицы независимо от их заряда, заставляют электроны и ионы дрейфовать в противоположных направлениях. В этих случаях наряду с дрейфовым движением возбуждаются и дрейфовые токи.

Мы видим, что дрейфовое движение обладает парадоксальными свойствами: силы электрического и неэлектрического характера здесь как бы меняются местами. Электрические силы вызывают только массовое движение, неэлектрические — возбуждают ток.

Для отделения дрейфового движения от циклотронного вращения нужно достаточно сильное магнитное поле, чтобы за один оборот циклотронное вращение мало искажалось за счет других сил или неоднородностей магнитного поля. Это значит, что период и радиус циклотронного вращения должны быть малы в сравнении с характерными временем t и длиной L изменения всех других величин. Движение, удовлетворяющее этим условиям, называется адиабатическим[1].

Количественно условия адиабатичности могут быть записаны в виде

$$\omega_c \gg \frac{1}{t},$$

$$r_c \ll L.$$

Если F есть какая-либо величина, влияющая на движение, то

$$\frac{1}{t} = \frac{d \ln F}{dt},$$

$$\frac{1}{L} = \frac{d \ln F}{dx}.$$

Выражение для дрейфовой скорости можно получить из точного уравнения движения частицы в магнитном поле

$$M \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{Ze}{c} [\mathbf{vH}] + \mathbf{F}.$$

Здесь сила $\mathbf{F}$ включает также и силу электрического поля $Ze\mathbf{E}$. Распишем это уравнение в проекциях. Направим ось z по магнитному полю H. Тогда

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{ZeH}{Mc} v_y + \frac{F_x}{M} = \omega_c v_y + \frac{F_x}{M},$$

$$\frac{dv_y}{dt} = -\frac{ZeH}{Mc} v_x + \frac{F_y}{M} = -\omega_c v_x + \frac{F_y}{M}.$$

[1] Термин «адиабатичность» употребляется здесь не в том смысле, как в термодинамике, а в более широком (как в механике): адиабатическим называется процесс, протекающий без изменения (или только при медленном изменении) внешних условий.

Удобно записать эту систему в комплексном виде:

$$\frac{d}{dt}(v_x + iv_y) = -i\omega_c(v_x + iv_y) + \frac{(F_x + iF_y)}{M}.$$

Решение этого неоднородного уравнения можно найти как сумму из общего решения однородного уравнения

$$v_x + iv_y = Ce^{-i(\omega_c t + \varphi_0)},$$

представляющего циклотронное вращение, и частного решения v неоднородного уравнения. Если сила $\mathbf{F}$ не зависит от времени, то частное решение легко получить, приравняв левую часть нулю, откуда

$$v_y = -\frac{F_x}{M\omega_c},$$

$$v_x = \frac{F_y}{M\omega_c},$$

или

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_D = c\,\frac{[\mathbf{FH}]}{ZeH^2}$$

в согласии с результатом, который мы получили выше наглядным путем. При постоянной силе этот результат точный. Если сила $\mathbf{F}$ медленно меняется со временем, то он будет приближенно правилен с тем большей точностью, чем лучше выполняется условие адиабатичности.

Если условие адиабатичности выполнено, то движение частицы может рассматриваться как сочетание трех независимых движений: свободного движения вдоль силовой линии, циклотронного вращения вокруг нее и дрейфового движения поперек магнитного поля. При невыполнении условия адиабатичности два последних движения перепутываются и возникает сложная картина, трудная для анализа.

СОХРАНЕНИЕ МАГНИТНОГО МОМЕНТА

Приближенный метод описания движения заряженных частиц в магнитном поле как сочетания циклотронного вращения и дрейфового движения носит название адиабатического или **дрейфового приближения.** В адиабатическом приближении можно считать сохраняющимися некоторые величины, называемые **адиабатическими инвариантами.** Простейший из них — это момент ко-

личества движения, или, короче, вращательный момент Mvr. Вращательный момент циклотронного вращения получится, если в качестве r взять ларморовский радиус

$$Mvr_c = \frac{Mv^2}{\omega_c} = c\,\frac{M^2v^2}{ZeH}\,.$$

Таким образом, для циклотронного вращения закон сохранения вращательного момента эквивалентен постоянству величины

$$\frac{v^2}{H} = \text{const}.$$

При постоянстве внешних условий это соотношение будет точным, при малом изменении их за один оборот (адиабатичность) — приближенным.

Удобно умножить полученное соотношение на постоянный множитель $\frac{M}{2}$ и придать ему наглядный вид

$$\frac{Mv^2}{2H} = \text{const}$$

или

$$\frac{E_\perp}{H} = \text{const},$$

где $E_\perp$ — кинетическая энергия вращения в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Для краткости ее называют **«поперечной энергией»**. Мы видим, что при адиабатическом движении частицы поперечная энергия меняется пропорционально магнитному полю. Известно, что магнитный момент μ в магнитном поле H приобретает энергию

$$E_\perp = \mu H,$$

пропорциональную напряженности магнитного поля.

Удобно рассматривать отношение $\frac{E_\perp}{H}$ как **магнитный момент орбиты:**

$$\frac{E_\perp}{H} = \mu\,.$$

Закон сохранения этой величины называют **адиабатической инвариантностью магнитного момента:** $\mu = \text{const}$.

Очевидно, что определенный таким образом магнитный момент принадлежит не частице[1], а ее орбите, т. е. циклотронному кружку, по которому она вращается. Пользуясь определением магнитного момента, мы тем самым переходим к так называемому **кружковому приближению**, в котором рассматриваем движение не самих частиц, а центров описываемых ими циклотронных кружков (**ведущих центров**). Условия применимости кружкового приближения те же, что и для адиабатического или дрейфового приближения:

$$\omega_c t \gg 1,$$

где ω — циклотронная частота, а t — характерное время изменения внешних условий.

Тщательный математический анализ показывает, что отступления от инвариантности магнитного момента экспоненциально малы, т. е. поправочные члены порядка $\exp(-\omega_c t)$. Таким образом, при больших значениях циклотронной частоты постоянство магнитного момента орбиты выдерживается с очень большой точностью.

АДИАБАТИЧЕСКИЕ ЛОВУШКИ

Инвариантность магнитного момента имеет очень большое значение в теории магнитного удержания плазмы: она указывает на принципиальную возможность удерживать частицы от ухода **вдоль магнитного поля.** Предлагаемое для этого устройство называется **адиабатической магнитной ловушкой.** Принципиальная схема такой ловушки показана на рис. 15.

Ловушка представляет собой цилиндр, в котором внешняя катушка создает продольное магнитное поле H_0. У концов цилиндра посредством более частой намотки (или более сильного тока) создаются области более сильного поля, которые называют **магнитными пробками** или **магнитными зеркалами.** В этих областях поле имеет значение RH_0. Коэффициент R называется **зеркальным** или **пробочным отношением** ($R>1$).

Если заряженная частица в области основного магнитного поля H_0 вращалась по циклотронной орбите с поперечной скоростью $v_\perp$ и при движении центра этой ор-

[1] Хотя его иногда неправильно называют «магнитным моментом частицы». Правильнее говорить **о магнитном моменте орбиты.**

биты вдоль силовой линии попала в область усиленного поля RH_0, то по закону сохранения магнитного момента скорость вращения должна возрасти в $\sqrt{R}$ раз. Но, кроме закона сохранения момента, действует еще и закон сохранения энергии

$$M(v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2) = \text{const},$$

где $v_{\parallel}$ — продольная скорость движения ведущего центра вдоль силовой линии. По закону сохранения энергии

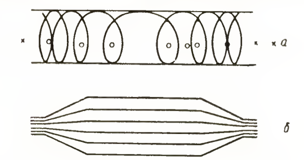


Рис. 15. Адиабатическая магнитная ловушка:
а — схема обмотки; *б* — схема силовых линий магнитного поля.

увеличение поперечной скорости должно вести к уменьшению продольной [1]. Если отметить штрихами значения скоростей в области усиленного поля, то можно написать:

$$v'_{\perp} = \sqrt{R} v_{\perp},$$

$$v'^2_{\perp} + v'^2_{\parallel} = v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2,$$

откуда

$$v'^2_{\parallel} = v_{\parallel}^2 - v_{\perp}^2 (R - 1).$$

Для частиц с достаточно большой поперечной скоростью продольная скорость в области усиленного поля обра-

[1] Уменьшение продольной скорости происходит точно так, как если считать, что на магнитный момент орбиты μ действует сила $F = -\mu \nabla H$.

тится в нуль. Приравниванием выражения для $v'_{\parallel}$ нулю получают для этого условие

$$v_{\perp} = \frac{v_{\parallel}}{\sqrt{R-1}}.$$

Частицы, поперечная скорость которых превышает это критическое значение, будут отражаться от области усиленного поля (отсюда название «зеркало»). Иными словами, эта область не будет выпускать их из ловушки (отсюда название «пробка»).

Тот же вывод можно выразить на геометрическом языке так: при движении частицы по винтовой линии вектор ее скорости вращается (прецессирует) вокруг направления силовой линии магнитного поля под постоянным углом θ, который определяется условием

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}.$$

Как видно, адиабатическая ловушка удерживает все частицы, для которых

$$\operatorname{tg} \theta \geqslant \frac{1}{\sqrt{R-1}}.$$

Но ловушка не может удерживать частицы, у которых направления скорости лежат внутри конуса, определяемого условием

$$\operatorname{tg} \theta < \frac{1}{\sqrt{R-1}}.$$

Это и есть так называемый **опасный конус.** Он тем у́же, чем больше пробочное (зеркальное) отношение R. Если бы внутри ловушки частицы не сталкивались, то из нее ушли бы все частицы с направлениями скорости, лежащими внутри опасного конуса, но частицы с другими направлениями остались бы. В действительности же столкновения между частицами, меняя направление скорости, переводят все новые частицы в опасный конус. Следствием этого является непрерывная утечка частиц из ловушки; скорость утечки определяется частотой столкновений.

Как видно из сказанного, магнитная ловушка удерживает только частицы с достаточно большими поперечными скоростями, т. е. она годится только для **горячей** плазмы. Нагревать плазму внутри ловушки нецелесообразно: в процессе нагрева возникала бы сильная утечка. Поэтому для наполнения ловушки плазмой приме-

няют **метод инжекции**: из отдельного ионного источника (см. ниже) в ловушку впрыскивают быстрые ионы. При этом возникает ряд трудностей.

Во-первых, для создания квазинейтральной плазмы необходима **компенсация** пространственного заряда ионов электронами, приходящими извне. Движущая электроны сила происходит от создаваемого пространственным зарядом электрического поля. Но при больших размерах ловушки требуются большие электронные токи, которые нелегко получить.

Во-вторых, если магнитное поле не выпускает частицы из ловушки, то оно и не впускает их туда. Для инжекции приходится посредством расположенных соответствующим образом компенсирующих обмоток создавать **магнитный канал**, лишенный поля, через который и происходит инжекция.

В-третьих, по законам механики при адиабатическом движении частица должна, описав замкнутую траекторию, вернуться в конце концов к исходной точке и удариться об инжектор, что приведет к уходу ее из ловушки. Чтобы избежать этого, необходимо в ходе инжекции сделать движение частиц в какой-то степени неадиабатическим. Можно в процессе инжекции быстро наращивать магнитное поле ловушки, но скорость нарастания должна быть такой, чтобы поле заметно менялось за время одного циклотронного оборота, что технически довольно затруднительно. Более удобный практически метод заключается в том, что впрыскиваются молекулярные ионы D_2^+, которые уже внутри ловушки при столкновениях диссоциируют на атомные ионы и нейтральные атомы. Процесс столкновения существенно неадиабатичен; у атомного иона циклотронный радиус вдвое меньше, чем у молекулярного. Поэтому после диссоциации частица уже не возвратится на инжектор. Именно этот метод инжекции молекулярных ионов применен в советской установке «Огра» и американской DCX.

ДРЕЙФ В НЕОДНОРОДНОМ ПОЛЕ

Постараемся понять, как происходит движение частицы в неоднородном магнитном поле.

Неоднородность магнитного поля может быть двоякого рода: вдоль и поперек его направления. Поперечная неоднородность заключается в сгущении и разрежении силовых линий (рис. 16), продольная — в их искривлении (рис. 17). Если заменить частицу циклотронным кружком, движущимся вдоль силовой линии (дрейфовое приближение), то в результате продольной неоднородности частица, двигаясь вдоль силовой линии, будет испытывать центробежную силу, которая вызывает **центробежный дрейф**.

Поперечная неоднородность приводит к тому, что радиус орбиты в области сильного поля становится

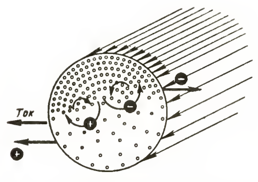


Рис. 16. Градиентный дрейф.

Магнитное поле направлено к нам и возрастает вверх. Положительные частицы дрейфуют влево, отрицательные — вправо. Дрейфовый ток направлен влево.

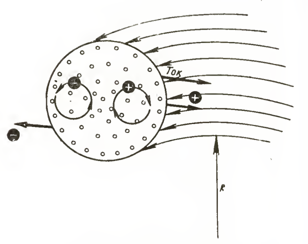


Рис. 17. Центробежный дрейф.

Магнитное поле направлено к нам, выпукло вверх. Положительные частицы дрейфуют вправо; отрицательные — влево. Дрейфовый ток направлен вправо.

меньше, чем в области слабого. Это значит, что циклотронный кружок должен как бы выталкиваться поперек поля с силой, пропорциональной **градиенту** магнитного поля (т. е. изменению напряженности поля на единицу длины). Эта сила вызывает **градиентный дрейф.**

Если R есть радиус кривизны силовой линии, то, двигаясь вдоль этой линии со скоростью $v_{\parallel}$, частица испытывает центробежную силу

$$F_c = \frac{Mv_{\parallel}^2}{R}$$

в направлении радиуса кривизны. Эта сила вызывает центробежный дрейф со скоростью

$$v_c = c\frac{Mv_{\parallel}^2}{ZeHR}$$

в направлении, перпендикулярном как самой силовой линии, так и ее радиусу кривизны. Если магнитное поле меняется поперек своего направления на единице длины на величину $\frac{dH}{dx} \equiv \nabla_x H$ (эта величина называется градиентом магнитного поля), то на магнитный момент μ действует фиктивная сила

$$F_H = -\mu \nabla_x H,$$

вызывающая градиентный дрейф со скоростью

$$v_H = c\frac{\mu}{ZeH}\nabla_x H$$

перпендикулярно как направлению поля, так и направлению его изменения. Приписывая циклотронной орбите магнитный момент

$$\mu = \frac{Mv_{\perp}^2}{2H},$$

получим для скорости градиентного дрейфа

$$v_H = c\frac{Mv_{\perp}^2}{2ZeH^2}\nabla_x H.$$

Знак минус в выражении F_H показывает, что сила действует в на-

правлении уменьшения магнитного поля. Если интересоваться не только величиной дрейфовой скорости, но и ее направлением, то приведенные формулы следует записывать в векторной форме

$$\mathbf{v}_c = c\,\frac{Mv_{\parallel}^2}{ZeH^2R^2}\,[\mathbf{RH}],$$

$$\mathbf{v}_H = c\,\frac{Mv_{\perp}^2}{2ZeH^3}\,[\mathbf{H}\nabla H].$$

Только после этого в них имеет смысл учитывать знак.

Все выражения для дрейфовых скоростей применимы как к ионам, так и к электронам, которым приписывается $Z=-1$. Следовательно, скорости центробежного и градиентного дрейфов для электронов выразятся как

$$\mathbf{v}_c = -c\,\frac{mv_{\parallel}^2}{eH^2R^2}\,[\mathbf{RH}],$$

$$\mathbf{v}_H = -c\,\frac{mv_{\perp}^2}{2eH^3}\,[\mathbf{H}\nabla H].$$

Знак минус означает, что электроны и ионы движутся в противоположных направлениях. Неоднородное магнитное поле действует на плазму как неэлектрическая сила и вызывает в ней перпендикулярные направлению поля **дрейфовые токи.** Дрейфовый же ток, переносимый частицами с зарядом Ze и массой M, равен $j=nZev$, откуда

$$|j_c| = c\,\frac{nMv_{\parallel}^2}{HR}$$

для центробежного дрейфа и

$$|j_H| = c\,\frac{nMv_{\perp}^2}{2H^2}\,\nabla_x H$$

для градиентного.

Полный ток получится суммированием этих выражений по всем частицам. Выражения для дрейфовых токов можно привести к удобному виду, если ввести продольное $p_{\parallel}$ и поперечное $p_{\perp}$ давления плазмы. В продольном направлении частица имеет одну степень свободы, откуда

$$p_{\parallel} = nT_{\parallel} = nMv_{\parallel}^2.$$

В поперечном направлении частица имеет две степени свободы, откуда

$$p_{\perp} = nT_{\perp} = n\,\frac{Mv_{\perp}^2}{2}.$$

Отсюда дрейфовые токи можно записать так:

$$|j_c| = c\,\frac{p_\parallel}{H}\,\frac{1}{R},$$

$$|j_H| = c\,\frac{p_\perp}{H^2}\,\frac{dH}{dx} = c\,\frac{p_\perp}{HL},$$

где $L = \frac{H}{\nabla_x H} = \frac{dx}{d\ln H}$ — характерная длина изменения магнитного поля.

Дрейф в неоднородном поле затрудняет удержание плазмы в тороидальной ловушке. Если представить себе тор лежащим горизонтально, то как центробежный, так и градиентный дрейфы вызывают вертикальные дрейфовые токи, производящие разделение зарядов (рис. 18). Возникает поляризация плазмы, т. е. вертикальное электрическое поле, а электрический дрейф в этом поле заставляет уже всю плазму двигаться к наружной стенке.

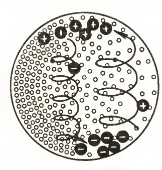


Рис. 18. Дрейф и поляризация плазмы в тороидальной ловушке.

В модели проводящей жидкости мы получили качественно тот же результат: плазма должна двигаться наружу. Но анализ при помощи дрейфовых движений точнее и указывает, кроме того, путь к преодолению этих трудностей. Если сделать поле винтовым, то разделение зарядов снимается токами, текущими вдоль силовых линий, так как одна и та же силовая линия теперь проходит то сверху, то снизу.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ДРЕЙФ

Мы рассмотрели три основных вида дрейфового движения: электрический, центробежный и градиентный дрейфы. Ими полностью описывается движение частиц в постоянных во времени и медленно меняющихся в пространстве электрических и магнитных полях. Кроме того, возможны дрейфы, вызываемые посторонними неэлектрическими силами, например силой тяжести. Все они воз-

буждают дрейфовые токи. Если же частицы испытывают постоянное или медленно меняющееся ускорение, то движение происходит так, как если бы на них действовала **сила инерции**, равная произведению массы на ускорение. Эта сила вызывает **инерционный дрейф**, проявляющийся в соответствующем дрейфовом токе. Особенно важен случай, когда ускорение происходит от изменения скорости электрического дрейфа, вызываемого переменным электрическим полем. Этот частный случай инерционного дрейфа есть так называемый **поляризационный дрейф.** Название имеет тот смысл, что причиной ускорения являются здесь переменные электрические поля внутри плазмы, происходящие обычно не столько от внешнего поля, сколько от поляризации самой плазмы при разделении зарядов в ней.

Поляризационный дрейф отличается следующими своеобразными свойствами. Пусть электрическое поле направлено поперек магнитного. Оно вызывает дрейфовое движение всех частиц, независимо от знака их заряда, в одном направлении, перпендикулярном как электрическому, так и магнитному полю. Если электрическое поле переменно, то возникает инерционная сила, действующая независимо от знака заряда в том же направлении. По законам дрейфа эта сила заставляет электроны и ионы двигаться навстречу друг другу перпендикулярно инерционной силе и магнитному полю, т. е. параллельно электрическому полю. Таким образом, поляризационный дрейф вызывает ток вдоль электрического поля, если оно направлено поперек магнитного. Этот дрейфовый ток накладывается на поперечную проводимость плазмы и очень часто перекрывает ее.

Если скорость изменения электрического поля есть $\dot{E}$, то электрический дрейф будет происходить с ускорением

$$|\dot{v}_E| = c\,\frac{\dot{E}}{H},$$

которому отвечает инерционная сила

$$F = Mc\,\frac{\dot{E}}{H}.$$

Эта сила вызывает поляризационный дрейф со скоростью

$$|v_p| = \frac{Mc^2}{ZeH^2}\,\dot{E},$$

Для электронов, в силу малости их массы m, инерционная сила в тысячи раз меньше, вследствие чего при рассмотрении поляризационного дрейфа движением электронов можно пренебречь. Дрейфовый ток, переносимый ионами, равен

$$|j_p| = n_i Ze\,|v_p| = \frac{Mn_i c^2}{H^2}\dot{E} = \frac{\rho c^2}{H^2}\dot{E},$$

где $\rho = Mn_i$ — плотность плазмы.

Плотность тока оказывается пропорциональной скорости изменения электрического поля. Это значит, что ток, связанный с поляризационным дрейфом, обладает теми же свойствами, что и **ток смещения**, который возникает при поляризации диэлектриков. Этим еще раз оправдывается название «поляризационный дрейф». Согласно электродинамике в среде с диэлектрической проницаемостью ε ток смещения выражается как

$$|j| = \frac{1}{4\pi}\varepsilon\dot{E}.$$

Следовательно, в переменном электрическом поле, направленном поперек магнитного, плазму можно рассматривать как среду с диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon_{\perp} = \frac{4\pi\rho c^2}{H^2}.$$

Отсюда соответствующий показатель преломления

$$n_{\perp} = \sqrt{\varepsilon_{\perp}} = \frac{c\sqrt{4\pi\rho}}{H}.$$

Этот результат справедлив, только если частота изменения поля мала в сравнении с ионной циклотронной частотой, иначе нельзя пользоваться дрейфовым приближением. В области циклотронных частот наблюдается **дисперсия диэлектрической проницаемости**, т. е. значение ε зависит от частоты.

Когда мы будем говорить о колебаниях плазмы в магнитном поле, то увидим, что полученное сейчас значение показателя преломления отвечает распространению волны с **альфвеновской скоростью.** Именно так распространяются в плазме низкочастотные волны с электрическим полем поперек магнитного. Если же электрическое поле направлено вдоль магнитного, значение диэлектрической постоянной будет совсем другим. Это значит, что плазма в магнитном поле есть **анизотропная среда,** а ее диэлектрическая постоянная — **тензор.**

ВРАЩАЮЩАЯСЯ ПЛАЗМА

Плазма, находящаяся в скрещенных магнитном и электрическом полях, приходит в движение в направлении, перпендикулярном обоим этим полям. Рассмотрим интересный случай, когда магнитное поле направлено

вдоль оси плазменного цилиндра, а электрическое — по его радиусу. В этом случае скорость движения плазмы будет направлена по окружности (плазменный цилиндр должен прийти во вращение).

Для создания радиального электрического поля можно поместить на оси цилиндра проводник и приложить между ним и стенками цилиндра разность потенциалов. Вместо осевого проводника можно выстреливать из плазменной пушки вдоль оси цилиндра тонкий плазменный шнур.

Вращающаяся плазма представляет интерес с различных точек зрения. Так, расчеты показывают, что вращение плазмы может способствовать ее устойчивому удержанию магнитным полем. На этом основаны магнитные ловушки с вращающейся плазмой, получившие название «иксион» и «гомополяр».

При отсутствии гидродинамических сопротивлений окружная скорость вращения плазмы стремится к скорости электрического дрейфа. При этом в виде кинетической энергии вращения может быть запасено весьма значительное количество энергии.

Плазменный цилиндр с радиальным электрическим полем можно рассматривать как цилиндрический конденсатор. Мы видели, что плазме можно приписывать большую диэлектрическую проницаемость. Энергия электрического поля в конденсаторе пропорциональна проницаемости среды. Энергию плазменного цилиндра можно с одинаковым успехом рассматривать и как электрическую энергию плазменного конденсатора, и как кинетическую энергию вращающейся плазмы. Простой расчет показывает, что численное значение энергии с обеих точек зрения оказывается точно одинаковым.

ТОК НАМАГНИЧЕНИЯ

В замагниченной плазме тепловое движение частиц поперек магнитного поля заключается в циклотронном вращении. Каждая вращающаяся заряженная частица образует круговой ток в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Этот круговой ток обладает, как мы уже видели, магнитным моментом, почему он и называется **током намагничения.** Иначе его называют **циклотронным** или ларморовским током. Ионы и электроны

вращаются в противоположных направлениях, но токи, переносимые ими, складываются. Ведь направление тока принято считать по направлению движения положительного заряда.

Ток намагничения возбуждается внешним магнитным полем, но сам возбуждает поле обратного направления, которое ослабляет внешнее поле. Поэтому при отсутствии других токов плазма ведет себя как **диамагнитная среда.** Иногда ток намагничения так и называют «диамагнитным током». Но, кроме этого тока, в плазме могут течь также дрейфовые токи и ток проводимости, магнитные поля которых ведут себя иным образом. Так, ток проводимости в некоторых случаях из-за анизотропии столкновений может создавать магнитное поле, направленное в ту же сторону, что и внешнее. В таких случаях можно условно говорить о «парамагнетизме» плазмы.

В однородной плазме ток намагничения ни в чем, кроме магнитного момента, не проявляется. Причина этого ясна из рис. 19,*а*. На каждое данное место попадают «верхние» части одних циклотронных кружков и «нижние» части других, а направления тока в верхней и нижней частях кружка противоположны. Суммарный ток намагничения в однородной плазме равен нулю. Иная картина будет, если плотность кружков или радиус их распределен неравномерно в пространстве (рис. 19,*б*). Тогда в каждом данном месте токи, текущие по «верхним» и «нижним» частям циклотронных кружков, не будут равны друг другу, и разность их даст суммарный ток намагничения. Плотность кружков есть плотность плазмы, радиус их зависит от температуры плазмы и напряженности магнитного поля. Если эти величины (или любая из них) меняются в направлении, перпендикулярном магнитному полю, то в плазме будет течь ток намагничения, перпендикулярный как магнитному полю, так и направлению, в котором меняются

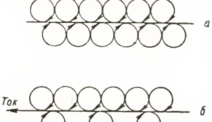


Рис. 19. Происхождение тока намагничения в однородной (*а*) и неоднородной (*б*) плазме.

свойства плазмы. Неисчезающий суммарный ток намагничения является характерным свойством **неоднородной** плазмы.

Если подсчитать токи, текущие по верхним и нижним половинкам циклотронных кружков, то для суммарной плотности тока намагничения получится

$$|j_M| = c\,\frac{dn\mu}{dx},$$

где n — плотность частиц; μ — магнитный момент орбиты; x — расстояние, перпендикулярное полю, вдоль которого меняется величина $n\mu$. Ток намагничения перпендикулярен как направлению магнитного поля, так и направлению x. В векторной форме

$$\mathbf{j}_M = -\,c\,\mathrm{rot}\,n\boldsymbol{\mu},$$

где $\boldsymbol{\mu}$ — вектор магнитного момента, направленный по оси циклотронного кружка. Таким образом, величина тока намагничения определяется скоростью изменения в пространстве величины $n\boldsymbol{\mu}$. То, что мы сейчас записали, был ток намагничения, переносимый частицами одного рода с определенным значением магнитного момента орбиты. Чтобы получить полный ток намагничения, нужно просуммировать токи, переносимые частицами всех родов. Но если подставить значение

$$\mu = \frac{Mv_\perp^2}{2H}$$

и считать плазму находящейся в термическом равновесии, так что

$$\frac{Mv_\perp^2}{2} = T_\perp,$$

то

$$n\mu = \frac{nT_\perp}{H} = \frac{p_\perp}{H}.$$

Давления, производимые частицами разного рода, складываются. Таким образом, для термической неоднородной плазмы полный ток намагничения равен

$$|j_M| = c\,\frac{d}{dx}\left(\frac{p_\perp}{H}\right)$$

или в векторной форме

$$\mathbf{j}_M = -\,c\,\mathrm{rot}\,\frac{p_\perp \mathbf{H}}{H^2}.$$

Если магнитное поле направлено к нам и величина $\frac{p_\perp}{H}$ (или $n\mu$) возрастает вверх, то ток намагничения направлен влево (см. рис. 19). При одинаковых знаках величин $\frac{dH}{dx}$ и $\frac{d}{dx}\left(\frac{p_\perp}{H}\right)$ ток от градиентного дрейфа и ток намагничения направлены в одну сторону.

КВАЗИГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

В модели проводящей жидкости к числу сил, действующих на плазму, относилась сила давления. В обычном газе из нейтральных частиц передача давления происходит только посредством столкновений и сила давления действует только при достаточно большой плотности, когда столкновения часты. Приближенный способ описания равновесия и движения газов при помощи силы давления носит название **гидродинамического приближения.** К плотной плазме гидродинамическое приближение применимо, как и ко всякому плотному газу. Но оказывается, что и разреженная плазма, где столкновения не играют роли, ведет себя так, как если бы на каждую частицу поперек магнитного поля действовала сила давления. Только физический механизм передачи давления здесь совершенно другой: он связан с дрейфовым током и током намагничения.

Описание поведения разреженной плазмы при помощи силы давления носит название **квазигидродинамического приближения.** Условия приложимости его такие же, как дрейфового или адиабатического приближения.

Поясним количественно механизм передачи давления в разреженной плазме. Пусть поперечное давление плазмы $p_{\perp}$ и напряженность магнитного поля H меняются в направлении x, перпендикулярном полю H. Тогда перпендикулярно обоим направлениям H и x будет течь ток, представляющий собой сумму тока от градиентного дрейфа и тока намагничения:

$$|j| = |j_H + j_M| = c\left[\frac{p_{\perp}}{H^2}\frac{dH}{dx} + \frac{d}{dx}\left(\frac{p_{\perp}}{H}\right)\right].$$

После простого преобразования это выражение приводится к виду

$$|j| = \frac{c}{H}\frac{dp_{\perp}}{dx}.$$

Но если вспомнить общую формулу для дрейфового тока

$$|j_D| = cn\frac{F_{\perp}}{H},$$

то видно, что полный поперечный ток выражается точно так же, как дрейфовый ток под действием силы:

$$F_{\perp} = -\frac{1}{n}\frac{dp_{\perp}}{dx}.$$

Таким образом, можно вместо градиентного дрейфа и тока намагничения ввести силу поперечного давления, выражающуюся так же, как и в гидродинамике. Если интересоваться направлением тока, то нужно записывать его в векторной форме:

$$\mathbf{j} = -\frac{c}{H^2}[\nabla p \mathbf{H}].$$

Условие магнитостатического равновесия плазмы поперек магнитного поля теперь можно вывести из уравнения Максвелла без учета тока смещения:

$$-\frac{dH}{dx} = \frac{4\pi}{c} j.$$

После подстановки этого выражения для тока получим

$$-\frac{dH}{dx} = \frac{4\pi}{H} \frac{dp_\perp}{dx},$$

что означает постоянство суммы магнитного и газового давлений:

$$\frac{H^2}{8\pi} + p_\perp = \text{const}.$$

В неоднородной плазме поперек магнитного поля должен течь ток. По существу этот ток происходит как от дрейфа в неоднородном поле, так и от неоднородного циклотронного вращения (ток намагничения). Но если магнитное поле меняется только поперек своего направления, то градиентный дрейф и ток намагничения можно объединить вместе и считать, что полный ток происходит от дрейфа, вызванного силой давления. Для плазмы, находящейся в сильном магнитном поле, именно этот ток оказывается часто самым существенным. Мы привыкли считать, что электрические поля вызывают токи, а силы давления — массовые движения. В плазме все оказывается наоборот. Мы уже видели, как электрические поля могут вызывать дрейфовые движения плазмы как целого. Теперь оказалось, что сила давления может возбуждать в плазме дрейфовые токи.

ГИДРОМАГНИТНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ

Чем дальше продвигается исследование плазмы, тем яснее становится, насколько широкое значение имеют для нее явления неустойчивости. В очень многих случаях

равновесие плазмы стационарно[1], т. е. при отсутствии возмущения оно могло бы существовать неограниченное время, но неустойчиво, т. е. под действием сколь угодно малого возмущения разрушается.

Для того чтобы понять природу простейшего вида неустойчивости, можно пояснить ее на примере системы более простой и привычной, чем плазма. Можно сделать такой опыт. В пробирку с небольшим количеством воды осторожно налить немного крепкой серной кислоты. Если сделать это очень аккуратно, то удастся получить в пробирке двухслойную систему (рис. 20,*а*): слой тяжелой жидкости, налитой на легкую. Эта система находится в равновесии. Сила тяжести, которая тянет верхний слой тяжелой жидкости вниз, уравновешивается давлением нижнего слоя легкой жидкости. Однако данное равновесное состояние не является энергетически самым выгодным. Если бы жидкости поменялись местами и серная кислота оказалась внизу, а вода наверху, потенциальная энергия всей системы уменьшилась бы. Освобождающаяся при этом энергия может перейти в кинетическую и быть использована для обмена жидкостей местами. Такой процесс энергетически выгоден, но прямого действия сил, определяющих состояние равновесия, для него недостаточно.

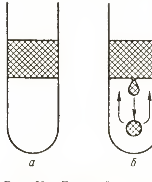


Рис. 20. Двухслойная система (*а*) и ее неустойчивость (*б*).

Сила тяжести может вызывать только вертикальные движения, а для обмена местами тяжелой и легкой жидкостей нужно, чтобы нижний слой освободил место для верхнего, т. е. нужны еще и какие-то горизонтальные движения. Поэтому мы и говорим, что слой тяжелой жидкости, налитой на легкую, находится в равновесии, но это равновесие неустойчиво по отношению к малым возмущениям. Достаточно хоть капельке тяжелой жидко-

[1] Стационарным называется состояние, которое не изменяется со временем, если нет никаких возмущений. Понятие стационарности нельзя смешивать с понятием стабильности, т. е. устойчивости.

сти случайно опуститься вниз (это и называется возмущением), как освободившееся место в верхнем слое займет легкая жидкость; тем самым она освободит внизу место для дальнейшего опускания тяжелой жидкости и т. д. (рис. 20,*б*). Возникающее после этого движение заключается в том, что жидкости движутся навстречу друг другу. Но они не могут в одном и том же месте двигаться навстречу. Поэтому движение принимает циркуляционный характер. В одних местах тяжелая жидкость движется вниз, в других — легкая вверх. Такое движение называется **конвекцией**. Движение не могло начаться без возмущения, так как в равновесии все места были равноправны, и непонятно было, в каком месте должно начаться движение вниз и в каком — вверх. Выбор этих мест определяется начальным, сколь угодно малым возмущением. Простейшим примером неустойчивого равновесия может считаться знаменитый осел, придуманный средневековым схоластом Буриданом в споре о свободе воли. На равных расстояниях от морды этого несчастного животного предлагалось поместить две точно одинаковые охапки сена. Бедный осел, по мнению Буридана, должен был подохнуть с голоду, не зная, какую охапку предпочесть. Ошибка рассуждения Буридана в том, что он не понимал значения малых возмущений. Осел действительно находился в равновесии, не зная, что ему выбрать. Но достаточно хотя бы случайного движения воздуха, донесшего до него аромат сена, допустим, правой охапки, чтобы выбор был сделан.

В опыте с серной кислотой и водой мы можем наблюдать только начало конвекции. Перемешивание жидкостей приводит здесь к растворению серной кислоты в воде, сопровождающемуся побочным явлением разогрева; дальнейшее нас уже не интересует. Если бы мы взяли две несмешивающиеся жидкости, например, попытались налить ртуть на воду (это очень трудно из-за большой разницы в удельных весах), то конвекция все равно быстро закончилась бы после того, как жидкости полностью поменялись местами. Но можно получить **стационарное конвективное движение.** Для этого достаточно нагревать слой газа или жидкости снизу. Из-за теплового расширения внизу получится легкий слой, который будет стремиться к обмену местами с верхним тяжелым так же, как в предшествующем примере. Если слой снизу подо-

гревается, а сверху охлаждается, то циркуляционное конвективное движение будет непрерывно переносить тепловой поток. Такую стационарную тепловую конвекцию очень удобно наблюдать. Метеорологи наблюдают ее, например, над пустыней Сахарой, где лучистое солнечное тепло свободно проходит через прозрачный воздух и нагревает поверхность песка, а песок уже греет воздух снизу. Иногда такой процесс называют Сахара-эффектом. Его легко моделировать и в лаборатории. Оказывается, что при умеренных скоростях слой разбивается на правильные шестиугольные ячейки (рис. 21), в которых попеременно то горячий воздух движется вверх, то холодный — вниз. Это упорядоченная или, как говорят, **ламинарная** конвекция. С увеличением же теплового потока и скоростей циркуляции движение принимает нерегулярный или **турбулентный** характер.

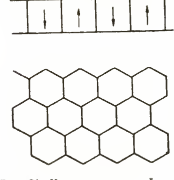


Рис. 21. Конвективные ячейки.

В случае плазмы или вообще проводящей жидкости становится возможным новый вид конвективной неустойчивости, который называют **магнитогидродинамической** или **гидромагнитной неустойчивостью.** Ярче всего эта неустойчивость проявляется, когда хорошо проводящая плазма, внутри которой нет магнитного поля, граничит с пространством, в котором есть магнитное поле. В тонком слое у поверхности плазмы магнитное поле резко меняется от нуля до значения во внешнем пространстве. Следовательно, в этом слое должен течь **поверхностный ток.** Как мы уже говорили, такой поверхностный токовый слой называется скин-слоем, а плазма, им ограниченная, — скинированной. Если внутри плазмы совсем нет магнитного поля, то это будет случай **полного скинирования**, и плазму и внешнее магнитное поле можно рассматривать как две несмешивающиеся жидкости. Если их взаимное расположение энергетически невыгодно, то может возникнуть конвективная неустойчивость. Силой, вызывающей конвективное движение, здесь будет уже не

сила тяжести, а чисто магнитная сила — натяжение магнитных силовых линий. Силовая линия, подобно струне, стремится сократиться, т. е. занять положение, в котором длина ее минимальна. Пусть полностью скинированная плазма отделена от магнитного поля выпуклой поверх-

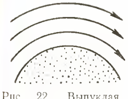
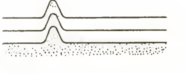


Рис. 22. Выпуклая граница плазмы.



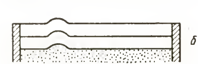


Рис. 23. Возмущение, вытянутое поперек силовых линий:
а — концы силовых линий свободны; *б* — концы силовых линий вморожены.

ностью раздела (рис. 22). Иначе говорят, что центр кривизны поверхности (и лежащих на ней магнитных силовых линий) лежит **внутри плазмы.** Такая конфигурация энергетически невыгодна, так как силовые линии растянуты. Допустим теперь, что магнитное поле и плазма поменялись местами. Силовые линии сократились, энергия поля уменьшилась, а энергия плазмы осталась прежней. Новое состояние энергетически выгоднее. Следовательно, полностью скинированная плазма с выпуклой поверхностью без вмороженного внутрь магнитного поля неустойчива. Эта неустойчивость конвективная, она такого же характера, как неустойчивость тяжелой жидкости, налитой на легкую.

То же явление можно описывать и в несколько других терминах. Можно сказать, что плазма, внутри которой нет магнитного поля, диамагнитна, т. е. стремится двигаться в сторону уменьшения напряженности внешнего поля. А если силовые линии выпуклы наружу, то плотность их, т. е. напряженность магнитного поля, уменьшается в том же направлении. Можно сказать, что полностью скинированные конфигурации, у которых магнитное поле ослабевает с удалением от плазмы, неустойчивы.

Выше мы рассматривали неустойчивость с точки зрения **энергетического принципа**, который гласит, что система стремится перейти в состояние с наименьшей возможной энергией. Можно подойти к тому же вопросу **методом возмущений**, рассчитывая, какие движения возникнут в системе под действием различных возможных возмущений. Оказывается, что в **идеальной плазме**, в которой отсутствуют процессы диссипации, всякое возмущение в об-

ласти устойчивости приводит к простым гармоническим колебаниям поверхности плазмы, которые подобны волнам на воде. Конечная проводимость, вязкость и другие диссипативные процессы делают колебания затухающими. В области же неустойчивости характер движения зависит от формы начального возмущения. Если возмущение вытянуто поперек силовых линий (рис. 23), то оно приводит к таким же поверхностным колебаниям, как и в области устойчивости. Если же возмущение вытянуто вдоль силовых линий (рис. 24), то оно раздвигает силовые линии и неограниченно апериодически нарастает. Скорость нарастания возмущения тем больше, чем меньше длина волны, и коротковолновые возмущения («мелкая рябь» на поверхности плазмы) нарастают неограниченно быстро. Для коротковолновых возмущений скорость нарастания во времени обратно пропорциональна корню квадратному из длины волны.

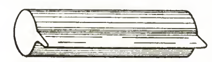


Рис. 24. Возмущение, вытянутое вдоль силовых линий.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПИНЧА

Простейший и наиболее изученный пример гидромагнитной неустойчивости был обнаружен при изучении поведения плазменного шнура (пинча), сжимаемого собственным магнитным полем текущего по нему тока. Неустойчивость плазменного пинча имеет ту же природу, что и неустойчивость всякого гибкого проводника, вдоль которого течет ток. Вокруг прямого проводника имеется круговое магнитное поле, напряженность которого спадает обратно пропорционально расстоянию от оси. Силовые линии этого поля везде выпуклы наружу, их центр кривизны лежит на оси, т. е. внутри плазмы. Отсюда, из общего энергетического принципа, сразу вытекает, что если внутри плазмы нет магнитного поля (полное скинирование), то пинч должен быть неустойчив по отношению к конвективным движениям. В данном случае эту неустойчивость можно объяснить еще нагляднее.

Представим себе малое возмущение, состоящее в том, что шнур изогнулся. Во впадине силовые линии сгустятся, с противоположной стороны — разредятся (рис. 25). В результате напряженность магнитного поля, а с нею и магнитное давление будут внутри впадины возрастать и тем самым изгибать шнур еще сильнее. Подробный расчет показывает, что возникают деформации разных типов.

Для классификации этих деформаций удобно воспользоваться азимутальным числом m, показывающим, сколько раз направление деформации меняет знак при обходе

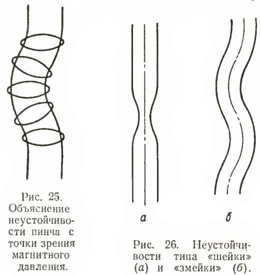


Рис. 25. Объяснение неустойчивости пинча с точки зрения магнитного давления.

Рис. 26. Неустойчивости типа «шейки» (*а*) и «змейки» (*б*).

окружности пинча. Числу $m=0$ отвечают деформации типа «шейки», $m=1$ — типа «змейки» и т. д. (рис. 26).

СТАБИЛИЗАЦИЯ ВМОРОЖЕННЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Если внутри плазмы имеется вмороженное магнитное поле, то оно может стабилизировать плазму, т. е. устранять те или иные виды неустойчивости. Однако для стабилизирующего действия необходимо, чтобы силовые линии магнитного поля не замыкались внутри плазмы, а были перепутаны или «прикреплены» к твердым металлическим проводникам. В случае линейного пинча роль таких проводников играют электроды, проводящие в плазму ток.

Механизм стабилизации плазмы вмороженным магнитным полем весьма прост. Если поле вморожено, то всякое движение плазмы поперек силовых линий связано с их изгибанием (см. рис. 23). А изгибание силовых

линий в свою очередь связано с их растяжением, которому препятствует «упругость» силовых линий (их растяжение требует затраты энергии). Если концы силовых линий закреплены на твердых проводящих поверхностях, то их упругость препятствует деформации, а силовые линии сдерживают приклеенную к ним плазму. Можно сказать, что силовые линии сообщают свою прочность плазме, как железная арматура железобетону.

Необходимо подчеркнуть, что внутреннее магнитное поле стабилизирует плазму только тогда, когда это поле вморожено, т. е. проводимость плазмы достаточно высока. В слабо ионизованной плазме низкой проводимости возможен обратный эффект: магнитное поле может вызывать неустойчивость тока, текущего вдоль этого поля в плазме. Такая неустойчивость вызывается пондеромоторной силой, которая действует на всякий изгиб тока при нарушении его параллельности полю и стремится повернуть этот изгиб в положение, перпендикулярное магнитному полю. В соответствии с этим в слабо ионизованной плазме с продольным током наблюдается «критическое магнитное поле», выше которого возникает аномальная диффузия плазмы поперек магнитного поля.

Но и в идеально проводящей плазме вмороженное магнитное поле не дает полной стабилизации по отношению ко всем возможным возмущениям. В случае линейного пинча наилучшая стабилизация получается тогда, когда внутри плазмы есть только продольное поле и ток течет по ее поверхности. Иными словами, продольное поле сосредоточено внутри плазмы, а круговое — вне ее: эти поля пространственно разделены. При таком разделении полей стабилизация пинча по отношению ко всем возмущениям с азимутальными числами m, не равными единице, может быть обеспечена продольным вмороженным магнитным полем, достаточно сильным по отношению к внешнему круговому полю собственного тока. Для стабилизации по отношению к возмущению типа «шеек» ($m=0$) достаточно, чтобы напряженность внутреннего поля составляла по крайней мере $\frac{1}{\sqrt{2}}=0{,}707$ напряженности внешнего кругового поля. Возмущения с азимутальными числами $m=2$ и бо́льшими при разделенных полях стабилизируются еще легче. Но возмущения типа «змеек» ($m=1$) вмороженное

магнитное поле может стабилизировать только для коротких длин волн. Стабилизация пинча по отношению к длинноволновым змейкам требует применения другого метода: помещения пинча в достаточно тесный проводящий кожух. Если проводимость как плазмы, так и кожуха достаточно велика, то магнитное поле не может проникнуть ни в одну из этих сред и образует как бы упругую подушку, препятствующую их сближению.

Таким образом, сочетание вмороженного продольного поля внутри и проводящего кожуха снаружи плазмы позволяет в принципе стабилизировать по отношению ко всем гидромагнитным возмущениям идеально проводящий с разделенными полями пинч. Но требуемое для этого условие полного разделения продольного и кругового полей может быть осуществлено только в течение времени, малого в сравнении со скиновым. Если ток течет не только по поверхности, но распределен внутри плазмы, то разделения полей уже не будет. Диффузия магнитного поля за счет конечной проводимости приводит к перемешиванию полей, и вместо продольного и кругового образуется винтовое поле. При наличии же винтового поля винтовые возмущения с таким же шагом винта, как у поля, не могут быть стабилизированы простым повышением напряженности поля. Для стабилизации плазмы по отношению к таким возмущениям необходимо как-нибудь «запутать» магнитные силовые линии так, чтобы их упругость сопротивлялась всякому возмущению. Для пинча этого можно было бы достичь наложением внешнего поля, направление которого противоположно внутреннему. Значительно более широкие возможности стабилизации представляет специальная конфигурация винтового поля, на которой основан стелларатор.

ПЕРЕСТАНОВОЧНАЯ ИЛИ ЖЕЛОБКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

Простейшая разновидность гидромагнитной неустойчивости возникает тогда, когда плазма, внутри которой нет магнитного поля, соприкасается с магнитным полем в свободном пространстве. Если напряженность магнитного поля уменьшается при удалении от границы плазмы (а для этого силовые линии должны быть выпуклы на-

ружу), то плазме энергетически выгодно поменяться местами с магнитным полем. Такую неустойчивость называют **перестановочной**, потому что возникающее движение можно описывать как перестановку в пространстве силовых линий. При этом силовая линия перемещается как целое, сохраняя свою форму и направление. Возмущения поверхности имеют вид желобков, направленных вдоль силовых линий. Поэтому иначе эту неустойчивость называют **желобковой.** Наглядно можно представить себе, что плазма как бы раздвигает силовые линии магнитного поля и просачивается в промежутки между ними.

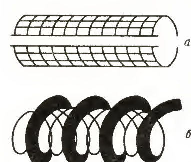


Рис. 27. Стабилизация плазмы двумя взаимно перпендикулярными полями (*а*) и нарушение устойчивости при перемешивании полей (*б*).

Легко понять два простейших способа стабилизации плазмы по отношению к желобковой неустойчивости. Во-первых, этот вид неустойчивости требует, чтобы силовые линии могли свободно перемещаться в пространстве. Если концы силовых линий вморожены в твердые проводники, то перестановочная неустойчивость невозможна. Но для этого плазма должна непосредственно соприкасаться с металлическими стенками или электродами. Второй способ борьбы с желобковой неустойчивостью заключается в том, чтобы создать внутри плазмы стабилизирующее магнитное поле, направленное под углом к внешнему (проще всего — перпендикулярно к нему). У поверхности раздела тогда образуется нечто вроде плетеной сетки (рис. 27,*а*). Эта «корзинка» не дает плазме просачиваться.

При рассмотрении желобковой неустойчивости принималось, что существует резкая граница между плазмой и пустым пространством. Такая резкая граница может существовать стационарно только для идеально проводящей плазмы. Если учесть конечную проводимость, то оказывается, что границу можно считать резкой только за время, малое в сравнении со скиновым. В даль-

нейшем диффузия магнитного поля приводит к размытию границы плазмы. Влияние такого размытия на неустойчивость может служить поучительным примером того, насколько сложный и деликатный характер носят критерии устойчивости плазмы.

Если внутри плазмы нет стабилизирующего поля, то перестановка местами плазмы и магнитных силовых линий тем выгоднее энергетически, чем резче граница. В этом случае размытие границы стабилизирует плазму. Но при наличии в плазме стабилизирующего поля, перпендикулярного внешнему, размытие границы оказывает противоположное действие. В этом случае диффузия магнитного поля приводит к **перемешиванию** взаимно перпендикулярных полей. В зоне размытия вместо «сетки» получается винтовое поле (рис. 27,*б*). Между винтовыми силовыми линиями плазма может просачиваться. Получающиеся возмущения имеют, естественно, вид винтовых желобков, направленных вдоль винтовых силовых линий. Таким образом, если для случая, когда внутри плазмы нет магнитного поля, размытие границы повышает устойчивость, то для плазмы, стабилизированной магнитным полем, размытие, напротив, приводит к неустойчивости[1]. Данный пример учит нас, насколько осторожным следует быть при анализе влияния различных факторов на гидромагнитную неустойчивость плазмы. Это влияние кардинальным образом зависит от конкретных условий.

Желобковая неустойчивость препятствует удержанию плазмы в адиабатических ловушках с магнитными пробками (зеркалами). В области перехода от постоянного основного к более сильному пробочному полю силовые линии неизбежно выпуклы наружу (см. рис. 15). В этой области языки плазмы должны просачиваться между желобками, растянутыми вдоль силовых линий, что должно приводить к уходу плазмы на стенку. Опыт показывает, что, действительно, плазма в адиабатической ловушке довольно быстро распадается. Это можно объяснить желобковой неустойчивостью. Для борьбы с нею предлагается «примораживать» концы силовых линий к металлическим проводникам (как на рис. 23,*б*).

[1] Точнее говоря, размытие границы снижает то критическое значение β (отношение газового давления к магнитному), выше которого возникает неустойчивость.

Другое предложение — заменить адиабатическую ловушку в известном смысле противоположной системой — **ловушкой с встречными полями.** Здесь в двух катушках токи текут в противоположных направлениях, создавая расположение магнитных полей, показанное в правой части рис. 11. Оно подобно магнитному полю четырехполюсника **(квадруполя)**, вследствие чего ловушку с встречными полями называют иногда квадрупольной. Здесь магнитное поле везде вогнуто, так что желобковой неустойчивости быть не должно. Зато эта ловушка имеет три «дырки»: две на «полюсах» и одну кольцевую — вдоль «экватора». Предлагается выстреливать в ловушку сгусток плазмы с большой упорядоченной скоростью. Для этой цели можно применять плазменную пушку (см. рис. 11). После того как энергия упорядоченного движения перейдет в тепловую и плазма в ловушке расширится, скорости частиц станут недостаточными для быстрого вытекания через дырки.

ДИФФУЗИЯ ПРОТИВОПОЛОЖНЫХ ПОЛЕЙ

При воздействии на плазму переменных магнитных полей может возникнуть положение, когда внутри плазмы вморожено магнитное поле одного знака, а внешнее поле переменило знак. Подобный прямой контакт областей с противоположными полями может возникнуть и по другим причинам, например при беспорядочных движениях магнитных областей в атмосфере Солнца. Наконец, умышленное создание внешнего поля, противоположного внутреннему, предлагалось как метод полной стабилизации пинча.

Во всех случаях соприкосновения магнитных полей противоположного направления взаимная диффузия этих полей приводит к своеобразным явлениям. Если перемешивание взаимно перпендикулярных полей, рассмотренное выше, приводит к винтовому полю, то при взаимопроникновении противоположных полей они просто погашаются. Рассмотрим наиболее наглядный случай, когда напряженности полей одинаковы по величине и противоположны по знаку. В этом случае их взаимная диффузия приводит к образованию **нейтрального слоя**, где магнитное поле отсутствует (рис. 28). В нейтральном слое магнитное давление равно нулю, в то время как с обеих сто-

рон на него действуют силы магнитного давления, заставляющие слой сжиматься. Свободное от поля вещество нейтрального слоя сопротивляется сжатию только как обычный газ. При сжатии этого вещества в нем достигаются высокие плотности и температуры. Если диффузия полей происходит достаточно быстро, то сжатие мо-

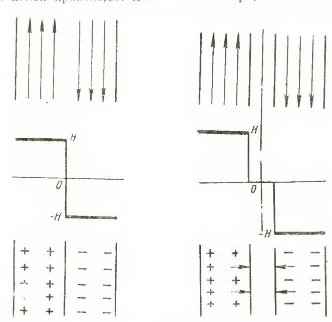


Рис. 28. Диффузия противоположных полей одинаковой силы с образованием нейтрального слоя.

жет привести к формированию ударных волн, сходящихся с обеих сторон слоя и сталкивающихся в его середине. Отраженные после столкновения волны могут вызывать колебания плазмы.

Как и всегда, сжатие нейтрального слоя можно описывать в терминах магнитного давления, как мы это сейчас сделали, а можно с таким же успехом пользоваться описанием в терминах пондеромоторной силы. Тогда мы сказали бы, что при взаимном погашении полей возникает крутой градиент магнитного поля и поперечном к нему направлении, что по законам электродинамики вызывает сильный ток, перпендикулярный как к полю, так и к гра-

диенту. Взаимодействие этого тока с магнитным полем создает пондеромоторную силу, сжимающую нейтральный слой.

Если поля неодинаковы по величине, то должны наблюдаться подобные же явления, только с меньшей силой. Поля при этом будут погашаться неполностью. Вместо нейтрального слоя получится слой с частично нейтрализованными полями, где напряженность поля будет гораздо меньше, чем в прилегающих к нему с обеих

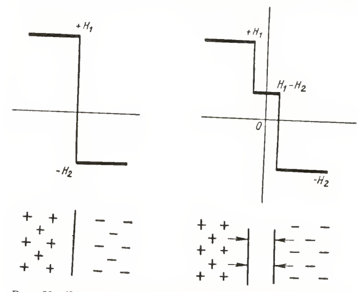


Рис. 29. Диффузия противоположных полей разной силы с образованием частично нейтрализованного слоя.

сторон областях (рис. 29). Сжатие этого слоя будет иметь такой же характер, как и в случае нейтрального слоя, но только остановится раньше и приведет к не столь высоким конечным температурам и плотностям. Явления сжатия нейтрального слоя плазмы при взаимной диффузии противоположных полей имеют важные следствия как в природе, так и в лаборатории. Наивысшие достигнутые в лаборатории температуры плазмы были получены именно таким путем. Это было сделано в опытах с так называемым θ-пинчем, т. е. плазменным шнуром, который сжимается нарастающим продольным магнитным полем.

Магнитное поле практически удобно сделать не однократно нарастающим, а переменным. При перемене знака внешнего поля возникает только что рассмотренная картина перемешивания противоположных полей и сжатия нейтрального слоя. Именно в этой стадии процесса экспериментаторы зарегистрировали весьма высокие температуры (по некоторым оценкам 1 *кэв*, т. е. порядка 10 млн. градусов[1]) и испускание нейтронов, которые, весьма вероятно, имели термоядерное происхождение. Без сомнения, нагрев плазмы в этих опытах происходил за счет сжатия нейтрального слоя. Подтверждением может служить осциллограмма поля внутри плазмы, приведенная на рис. 30 (кривая *а*). Для сравнения кривая *б* показывает ход внешнего поля со временем. В момент, когда внешнее поле меняет знак, нарастание внутреннего поля резко замедляется. Это объясняется расширением плазмы вместе с вмороженным в нее полем, когда она сжимает нейтральный слой. В конце сжатия слоя образуется мощная ударная волна, которая быстро сжимает внутренний столб плазмы. Это видно на осциллограмме по резкому нарастанию вмороженного поля. В дальнейшем отражение ударных волн приводит к пульсациям плазменного столба, которые видны на осциллограмме как пульсации давления.

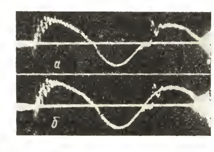


Рис. 30. Осциллограмма поля внутри плазмы в θ-пинче.

Совершенно аналогичные явления в грандиозном масштабе наблюдают в виде вспышек на поверхности Солнца (так называемые **хромосферные вспышки**). Точные измерения при помощи весьма совершенного прибора — **солнечного магнитографа** — показывают, что вспышки всегда происходят на границе двух магнитоак-

[1] Когда говорят о порядке величины, то характеризуют ее только числом десятичных знаков. Поэтому, хотя точно 1 *кэв* равен 11,6 млн. градусов, мы говорим, что эта величина порядка 10 млн. градусов.

тивных областей с противоположной полярностью (т. е. направлением магнитного поля). Происхождение вспышек можно представить себе так. Глубоко под поверхностью Солнца в результате конвективных движений зарождаются магнитные силовые трубки. Повышенное магнитное давление расталкивает вещество трубки; из-за этого плотность в трубке делается меньше и трубка всплывает на поверхность Солнца, создавая там область магнитного поля. Если рядом окажутся две трубки с противоположными полярностями, то возникает описанная выше картина смешения противоположных полей и сжатия нейтрального слоя с образованием сходящихся ударных волн. Нагрев сжимающегося слоя сопровождается ускорением части вещества. Ускорение производится как выходящими в среду понижающейся плотности волнами, так и электромагнитными полями. Эти процессы ответственны за все проявления вспышки: свечение и испускание **корпускулярных потоков** (т. е. потоков быстрых частиц). Последние, доходя до Земли, вызывают в ее атмосфере полярные сияния, магнитные бури, нарушение радиосвязи и всплеск интенсивности космических лучей. Есть основания полагать, что часть этих эффектов вызывается даже не частицами, а магнитогидродинамическими ударными волнами, доходящими до Земли через разреженную плазму межпланетного пространства, несущую в себе магнитное поле.

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

В плазме могут возбуждаться колебания разных типов. Иначе можно сказать, что у плазмы очень много колебательных степеней свободы. Как правило, колебательный процесс, начавшись в каком-либо месте, распространяется оттуда в пространстве. Такие распространяющиеся колебания носят название **волн**. Колебательный процесс характеризуется тремя основными величинами: **амплитудой**, т. е. размахом колебаний, **частотой**, т. е. числом циклов колебания за единицу времени, и **фазой**, т. е. моментом прохождения цикла через характерную точку (максимум, минимум и т. п.). Амплитуда и частота — **абсолютные** величины: они характеризуют каждый данный колебательный процесс как таковой, а не по сравнению с другими процессами. Фаза есть величина **относительная**,

сама по себе она произвольна, но определенный смысл имеет **разность фаз** между двумя колебательными процессами.

Колебательные процессы в плазме связаны с одновременным изменением целого ряда величин, которые зависят друг от друга. Одни из них — первичные, другие — вторичные. Если в плазме колеблются напряженности электрического и магнитного полей, то они возбуждают периодические токи. Ток, взаимодействуя с магнитным полем, вызывает лоренцову (пондеромоторную) силу, которая приводит плазму в движение. Поэтому, как правило, каждый колебательный процесс в плазме сопровождается периодически меняющейся скоростью движения самой плазмы, что в свою очередь приводит к колебаниям давления. Если говорить точно, то, за исключением особых частных случаев, колебания плазмы являются одновременно электромагнитными и гидродинамическими. Но в отдельных случаях основное значение могут иметь изменения тех или иных величин, и поэтому хотя бы приближенно можно говорить об электростатических, электромагнитных, магнитогидродинамических, звуковых и других колебаниях плазмы. Однако нужно иметь в виду, что такое разделение не универсально. В ряде случаев различные типы колебаний перепутываются, и возникает процесс, в котором одинаково существенны изменения всех величин, характеризующих плазму.

Свойства колебаний резко упрощаются, когда амплитуда их мала. Такие колебания называют **линейными**, так как они описываются линейными уравнениями, поскольку членами, содержащими квадраты, произведения и высшие степени амплитуд, можно пренебречь. Основное свойство линейных колебаний заключается в том, что их частота не зависит от амплитуды. Свойства нелинейных колебаний гораздо сложнее, и основные наши знания о колебаниях плазмы относятся именно к линейной области.

Возмущение, вызвавшее колебание в одном месте, распространяется со скоростью, которая носит название **скорости распространения волн**. В простейших случаях эта скорость не зависит от частоты. Но в физике плазмы очень часто приходится встречаться с зависимостью скорости распространения от частоты. Такая зависимость носит название **дисперсии**. При наличии дисперсии при-

ходится различать **фазовую скорость** и **групповую скорость** распространения волн. Фазовой называется скорость, с которой перемещается в пространстве определенная фаза, например гребень волны. Двигаясь вместе с волной, с ее фазовой скоростью, все колеблющиеся величины (скорость, напряженности полей и т. д.) будут сохранять постоянное значение. Изменение их во времени будет компенсироваться перемещением в пространстве. Групповая же скорость есть истинная скорость распространения волны. Так как фазовая скорость не соответствует скорости реального физического распространения какой бы то ни было величины, на нее не распространяются ограничения, налагаемые теорией относительности: фазовая скорость может быть больше скорости света. Длина волны равна фазовой скорости, помноженной на период, т. е. деленной на частоту колебания.

Удобно описывать волну при помощи **волнового вектора**, направление которого совпадает с направлением распространения, а длина равна **волновому числу**:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda},$$

где λ — длина волны. Тогда фазовая скорость

$$U_{\text{ф}} = \lambda f = \frac{\omega}{k},$$

а групповая

$$U_{\text{г}} = \frac{d\omega}{dk},$$

где ω — круговая и f — обычная частоты:

$$\omega = 2\pi f.$$

В отсутствие дисперсии

$$U_{\text{ф}} = U_{\text{г}} = \text{const},$$

так как при скорости, не зависящей от частоты,

$$\frac{d\omega}{dk} = \frac{\omega}{k}.$$

Отношение скорости света в пустоте к фазовой скорости волны есть **показатель преломления**

$$n = \frac{c}{U_{\text{ф}}} = \frac{kc}{\omega}.$$

В неограниченном пространстве всякое возмущение возбуждает **бегущие волны**, фаза которых меняется в пространстве в соответствии с фазовой скоростью распространения. В ограниченной плазме многократное отражение волн от границы плазмы может привести к установлению **стоячей волны** с одинаковой везде фазой. Для этого необходимо, чтобы между фазовой скоростью и размерами объема, заключающего плазму, выполнялись определенные **резонансные соотношения**. Такой объем называют **резонатором**, а колебания типа стоячих волн — **собственными колебаниями** резонатора. Частоты этих колебаний есть **собственные частоты** резонатора. Наименьшую из собственных частот называют **основной**, колебания с высшими частотами — **обертонами**. Нечто среднее между бегущими волнами в свободном пространстве и стоячими волнами в резонаторе представляют волны, распространяющиеся вдоль канала (трубы), ограниченного стенками с боков. Здесь волны бегут вдоль оси канала и стоят по его сечению; такой канал называется **волноводом**.

Если раскачать маятник и дать ему свободно колебаться, не подталкивая, то колебания постепенно затухают вследствие трения и энергия колебаний переходит в тепло. Это явление называют **рассеянием** или **диссипацией энергии**. Колебания плазмы также затухают за счет различных диссипативных процессов. Простейшим механизмом диссипации в плазме являются столкновения между частицами, переводящие энергию упорядоченных колебаний в тепло, т. е. в беспорядочное движение частиц. Если в плазме течет электрический ток, то за счет электрического сопротивления, т. е. конечной проводимости плазмы, часть энергии тока превращается в тепло. Такое тепло, выделяемое током, называют, как и всегда, **джоулевым теплом**. Джоулева диссипация есть частный случай диссипации за счет столкновений, так как электрическое сопротивление плазмы происходит от столкновений между частицами, несущими ток, и другими частицами плазмы. Если плазма движется как целое, то столкновения будут проявляться как **внутреннее трение**, — это есть **вязкая диссипация**. В плотной плазме эти механизмы диссипации являются основными. Замечательное свойство разреженной плазмы — затухание колебаний независимо от столкновений. Эта **аномальная** или **специ-**

фическая диссипация связана с переходом энергии колебания не в тепло, а в другие типы колебаний или вообще массовых движений.

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ ПЛАЗМЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ

В отсутствие магнитного поля, кроме обычных звуковых колебаний, возникает только один новый, характерный именно для плазмы, тип колебаний. Это колебания, происходящие от разделения зарядов. Когда мы говорили о квазинейтральности, то уже отмечали, что всякое смещение зарядов одного знака в плазме приводит к колебаниям. Как уже говорилось выше, такие колебания называются **электростатическими**. Иначе их называют **лэнгмюровскими** или просто **плазменными**, так как это самый общий тип колебаний, способность к которому можно было принять за определение плазмы. В магнитном поле такой тип колебаний в чистом виде может наблюдаться, если направление электрического поля и движения частиц параллельно магнитному полю. В этом случае магнитное поле никак не действует на движение частиц.

В обычном газе всякое смещение частиц приводит к возмущению давления, которое распространяется со скоростью звука. В плазме то же произойдет, только если сместятся одновременно частицы обоих знаков. Если же частицы одного знака сместятся по отношению к частицам другого знака, то одновременно с возмущением давления возникнет и пространственный заряд, вызывающий электрическое поле.

Под совместным действием сил давления и электрического поля возникает волновое движение. Если бы плазма была холодной и действовали только силы электрического поля, то частота колебаний зависела бы только от концентрации плазмы. Эта характерная для плазмы частота так и называется **плазменной**. Мы уже имели с ней дело, когда говорили о квазинейтральности и временно́м масштабе разделения зарядов. Если учесть тепловое давление, то возникает дисперсия, и частота плазменных колебаний находится из уравнения

$$\omega^2 = \omega_0^2 + k^2 U_з^2 ,$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число (λ — длина волны); ω — круговая частота колебания; ω_0 — круговая плазменная частота; $U_з$ — скорость звука. Уравнение такого вида, дающее зависимость частоты от волнового числа, называется **дисперсионным уравнением.** Здесь под скоростью звука подразумевается скорость распространения возмущения давления, вызванного смещением только тех частиц, которые производят разделение зарядов. Обычно приходится иметь дело с **электронными плазменными колебаниями,** в которых смещаются только электроны. Тогда U будет скорость **электронного** звука. Она находится по такой же формуле, как и скорость обычного звука, но в эту формулу подставляются температура и плотность электронов.

Из дисперсионного уравнения легко найти фазовую скорость

$$U_ф = \frac{\omega}{k^2} = \sqrt{\frac{\omega_0^2}{k^2} + U^2}\,.$$

Но для длин волн, меньших длины экранирования h, распространение становится невозможным. Фазовая скорость электронных колебаний всегда больше звуковой. В пределе при очень длинных волнах частота стремится к плазменной, а фазовая скорость — к бесконечности. Это значит, что весь объем плазмы колеблется с постоянной плазменной частотой.

Направление распространения плазменных волн совпадает с направлением действующего электрического поля и с направлением движения частиц (так же, как в звуке). Такие колебания называют **продольными** в противоположность **поперечным** электромагнитным волнам, где направления электрического и магнитного полей лежат в плоскости, перпендикулярной направлению распространения.

При больших плотностях плазменные колебания очень быстро затухают из-за столкновений. Но плазменные колебания возможны в разреженной плазме, где, наоборот, не может распространяться звук за отсутствием механизма передачи давления. В разреженной плазме роль скорости звука играет величина

$$U_з = \sqrt{3\frac{T_e}{m}}\,,$$

отличающаяся от скорости электронного звука только тем, что показатель адиабаты нужно принять равным трем (это отвечает движению в одном направлении).

Замечательно, что в сколь угодно разреженной плазме, независимо от столкновений, тепловое движение приводит к затуханию плазменных колебаний. Это **затухание Ландау** — пример **специфического затухания** колебаний в плазме, о котором мы будет говорить ниже.

Простейшим и важнейшим способом возбуждения плазменных колебаний является возбуждение электронным пучком. Пучок быстрых электронов, проходящий через плазму, вызывает смещение электронов плазмы и раскачивает плазменные колебания. Если в результате каких-либо процессов в плазме возникают быстрые электроны, они возбуждают плазменные колебания. Это одна из форм колебательной неустойчивости, так называемая **пучковая** неустойчивость.

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ С УЧАСТИЕМ ИОНОВ

Обычно, говоря об электростатических колебаниях плазмы, имеют в виду высокочастотные колебания, в которых движением ионов можно пренебречь. Эти электронные колебания и называют плазменными. Если учесть движение ионов, то оказывается, что в плазме без магнитного поля возможны две ветви колебаний, связанных с разделением зарядов. Одна из них, высокочастотная, — это только что рассмотренные электронные плазменные колебания. Частоты их, как мы видели, начинаются от электронной плазменной частоты и простираются вверх от нее. В холодной плазме они стремятся к электронной плазменной частоте. Учет движения ионов сказывается на электронной ветви очень слабо. Точное выражение для электронной плазменной частоты с учетом движения ионов имеет вид

$$\omega_0^2 = \frac{4\pi ne^2}{m}\left(1 + \frac{Zm}{M}\right).$$

Ввиду малости массы электрона m в сравнении с массой иона M поправкой на движение ионов здесь всегда можно пренебречь. Дисперсионное уравнение для электронной ветви при точном учете движения ионов

вместо квадрата скорости звука содержит сумму квадратов электронной и ионной скоростей звука. Но ионная скорость звука всегда значительно меньше электронной, так что поправка на движение ионов опять оказывается несущественной.

Зато вторая, низкочастотная, ветвь колебаний плазмы без магнитного поля возникает только за счет движения ионов. Дисперсионное уравнение для этой ветви имеет вид

$$\omega^2 = \frac{\frac{mZ}{M}\,\omega_0^2 k^2 U_e^2 + \omega_0^2\, k^2 U_i^2 + k^4 U_e^2\, U_i^2}{\omega_0^2 + k^2\,(U_e^2 + U_i^2)}\,.$$

Если подставить значения скоростей звука

$$U_e^2 = \gamma_e\,\frac{T_e}{m}\,; \quad U_i^2 = \gamma_i\,\frac{T_i}{M}\,,$$

где T_e и T_i — электронная и ионная температуры в энергетических единицах; γ_e и γ_i — соответствующие показатели адиабаты, то дисперсионное уравнение для ионной ветви примет вид

$$\omega^2 = \frac{k^2\omega_0^2\,\frac{Z\gamma_e T_e + \gamma_i T_i}{M} + k^4\gamma_e\,\gamma_i\,\frac{T_e T_i}{mM}}{\omega_0^2 + k^2\left(\gamma_e\,\frac{T_e}{m} + \gamma_i\,\frac{T_i}{M}\right)}\,.$$

Будем сначала менять волновое число при постоянных температурах ионов и электронов. Тогда в обоих предельных случаях малых и больших волновых чисел низкочастотная ветвь дает **ионный звук** с несколько различными дисперсионными уравнениями:

а) для длинных волн $(k \to 0)$

$$\omega^2 \simeq k^2\left(\frac{Z\gamma_e T_e + \gamma_i T_i}{M}\right);$$

б) для коротких волн $(k \to \infty)$

$$\omega^2 \approx k^2\,\frac{T_i}{M}\,.$$

Последний тип волн, впрочем, быстро затухает по причинам, которые будут рассмотрены ниже. Разница между

длинными и короткими волнами в том, что в случае длинных волн в распространении ионного звука участвуют и электроны, но движутся они так, как если бы каждый из них имел массу $\frac{M}{Z}$.

Очень интересный результат получится, если в дисперсионном уравнении для ионной ветви устремить к нулю **температуру ионов** при постоянных волновом числе и температуре электронов. В этом предельном случае дисперсионное уравнение стремится для коротких волн к

$$\omega^2 \approx \frac{mZ}{M} \omega_0^2 .$$

Таким образом, вместо ионного звука получаются чисто **электростатические колебания ионов**. Частота их

$$\sqrt{\frac{mZ}{M} \omega_0^2} = \sqrt{\frac{4\pi n_e Z e^2}{M}} = \sqrt{\frac{4\pi n_i Z e^2}{M}}$$

есть **ионная плазменная частота**. Это частота электростатических колебаний, возникающих в результате смещения ионов. Она зависит от заряда и массы иона так же, как электронная плазменная частота от заряда и массы электрона.

В реальной плазме с конечной температурой ионов электростатические ионные колебания возможны при одновременном выполнении двух условий.

$$\frac{k^2 T_e^2}{m} \gg \omega_0^2 ; \quad \frac{k^2 T_i^2}{M} \ll \frac{mZ}{M} \omega_0^2 .$$

Эти условия совместимы друг с другом, если

$$T_i \ll Z T_e.$$

Таким образом, при достаточно холодных или многозарядных ионах, но горячих электронах в широком интервале длин волн ионная ветвь имеет чисто электростатический характер. В этом интервале ионы колеблются с постоянной электростатической частотой. Но при выходе из него как в сторону длинных, так и в сторону коротких

волн электростатические колебания ионов переходят в ионный звук.

Частота электростатических колебаний холодных ионов такова, как если бы смещение ионов происходило при неподвижных электронах. В действительности электроны всегда намного подвижнее ионов, но если электроны горячие, то тепловое движение «размазывает» концентрацию электронов равномерно по пространству. В этом случае ионные колебания происходят на однородном электронном фоне.

КОЛЕБАНИЯ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В плазме, находящейся в магнитном поле, возможно много различных видов колебаний. Простейшими из них являются колебания, распространяющиеся параллельно и перпендикулярно магнитному полю. В этих двух простейших случаях колебания, у которых электрическое поле направлено вдоль магнитного, отщепляются, т. е. представляют собою независимые типы колебаний. Для распространения параллельно полю — это продольные электростатические плазменные колебания, для распространения перпендикулярно полю — поперечная электромагнитная волна. Магнитное поле не действует на ток, направленный вдоль него; поэтому на эти типы колебаний оно не влияет [1]. Отсюда, в частности, следует возможность зондирования плазмы электромагнитной волной, распространяющейся поперек магнитного поля, но поляризованной вдоль его направления. Этот метод зондирования широко используется в диагностике плазмы. Такая волна проникает в плазму только при условии, если ее частота выше плазменной (как и в отсутствие магнитного поля).

Если направление распространения параллельно или перпендикулярно магнитному полю, то волну с произвольным направлением электрического поля можно разложить на две: одну, о которой мы только что говорили, с электрическим полем вдоль магнитного и вторую — с электрическим полем поперек магнитного. Именно волны с электрическим полем, перпендикулярным магнит-

[1] Если учесть тепловое движение, то вблизи циклотронных частот и их обертонов возникают некоторые особенности.

ному, и представляют новые виды колебаний, характерные для плазмы, находящейся в магнитном поле.

Если частота мала в сравнении с циклотронными частотами (т. е. с меньшей из них — ионной), то плазма ведет себя просто как проводящая жидкость, и поведение ее описывается уравнениями магнитной гидродинамики. В этой области частот параллельно магнитному полю распространяются **магнитогидродинамические** (или альфвеновские), а перпендикулярно ему — **магнитно-звуковые** волны. Физическую природу обоих этих типов колебаний можно наглядно представить, воспользовавшись понятием вмороженного магнитного поля. В обоих случаях магнитные силовые линии движутся вместе с веществом. В магнитно-звуковой волне вещество перемещается вдоль направления распространения. Механизм явления аналогичен обычному звуку и заключается в сжатии и расширении вещества вместе с вмороженным в него магнитным полем. Скорость распространения может быть найдена из обычной формулы для скорости звука, если только наряду с газовым давлением p ввести магнитное давление $H^2/8\pi$. Тогда скорость распространения магнитно-звуковой волны найдется из соотношения

$$U_з^2 = \gamma\,\frac{p}{\rho} + \gamma_м\,\frac{H^2}{8\pi\rho}\,,$$

где $\rho = n_i M$ — плотность плазмы; γ и $\gamma_м$ — показатели адиабаты для обычного и магнитного давлений. Показатель адиабаты для магнитного давления $\gamma_м = 2$. Это можно вывести как из микроскопических, так и из макроскопических соображений. С микроскопической точки зрения, магнитное поле действует только на поперечное движение частицы, т. е. в плоскости, перпендикулярной этому полю. Поперечное движение имеет две степени свободы, а для движения с двумя степенями свободы показатель адиабаты равен 2. С макроскопической точки зрения показатель адиабаты определяется соотношением

$$p \sim \rho^{\gamma}\,.$$

При вмороженном поле плотность $\rho \sim H$ и магнитное давление $p_м \sim H^2 \sim \rho^2$, откуда также вытекает, что

$\gamma_M = 2$. Подставляя значение γ_M, получаем для скорости звука поперек магнитного поля

$$U_з^2 = U_0^2 + \frac{H^2}{4\pi\rho} = U_0^2 + \frac{H^2}{4\pi n_i M},$$

где U_0 — обычная скорость звука, связанного с газовым давлением:

$$U_0^2 = \gamma \frac{p}{\rho} = \gamma \frac{T}{M}.$$

Введем отношение газового давления к магнитному

$$\beta = \frac{8\pi n T}{H^2},$$

где n — суммарная концентрация всех частиц плазмы. Тогда

$$U_з^2 = \frac{H^2}{4\pi\rho}\left(1 + \frac{\gamma}{2}\frac{n}{n_i}\beta\right).$$

При $\beta \to 0$ скорость звука, распространяющегося поперек магнитного поля, стремится к

$$U_A = \frac{H}{\sqrt{4\pi\rho}}.$$

Это скорость чисто магнитного звука в холодной плазме.

При наличии магнитного поля понятие холодной плазмы приобретает вполне определенный смысл. Холодной называется плазма, у которой газовое давление мало в сравнении с магнитным давлением, т. е. $\beta \ll 1$. При выполнении этого условия можно последовательно пренебрегать тепловым движением.

Механизм колебаний, распространяющихся вдоль магнитного поля, заключается в изгибании магнитных силовых линий вместе с «приклеенной» к ним плазмой. Скорость движения вещества здесь перпендикулярна направлению распространения. Эти магнитогидродинамические или альфвеновские волны можно сравнить с колебаниями струны. В механике обычной жидкости или газа они не имеют никакой аналогии. Только в твердом теле возможны аналогичные упругие колебания. Можно ска-

зать, что магнитное поле сообщает плазме упругость формы, делая ее до некоторой степени подобной твердому телу.

Замечательно, что при низких частотах скорость распространения магнитогидродинамических волн вдоль поля в точности равна скорости магнитного звука в холодной плазме, несмотря на различный механизм явления. Эту скорость U_A называют **альфвеновской скоростью.**

Отметим во избежание недоразумений некоторую путаницу в наименованиях. В теории упругости и гидродинамике **продольными** называют колебания, у которых движение вещества направлено вдоль распространения, а **поперечными** — колебания, у которых вещество движется перпендикулярно направлению распространения. В этом механическом смысле магнитно-звуковые колебания являются продольными, а альфвеновские — поперечными. При этом оказывается, что продольные колебания распространяются поперек магнитного поля, а поперечные — вдоль поля. Но электромагнитные волны называют поперечными, потому что в них электрические поля лежат в плоскости, перпендикулярной направлению распространения, а электростатические колебания плазмы — продольными, потому что в них электрическое поле направлено вдоль направления распространения. В этом электродинамическом смысле альфвеновские волны остаются поперечными, но и магнитно-звуковые колебания при низких частотах оказываются в первом приближении поперечными.

ДИСПЕРСИЯ БЛИЗ ЦИКЛОТРОННЫХ ЧАСТОТ

Пока частота колебаний мала в сравнении с циклотронными частотами, скорость распространения не зависит от частоты, т. е. дисперсия отсутствует. В этой области фазовая и групповая скорости распространения волн совпадают. Для частот же, сравнимых с циклотронными, возникают явления дисперсии, т. е. скорость распространения становится зависящей от частоты. В этой области фазовая скорость отличается от групповой. Особенно сильная дисперсия наблюдается вблизи двух характерных частот, при которых показатель преломления плазмы обращается в бесконечность, т. е. фазовая скорость —

в нуль. Подобное явление в оптике носит название **аномальной дисперсии.**

Для колебаний, распространяющихся вдоль магнитного поля, частотами аномальной дисперсии являются электронная и ионная циклотронные частоты. В области этих частот определенные скорости распространения имеют волны не с определенным направлением электрического поля, а волны, у которых направление электрического поля вращается. Такие волны называют волнами с **круговой поляризацией.** Скорость распространения волны зависит от того, вращается ли электрическое поле по часовой стрелке или против. Среды с такими свойствами называются **гиротропными.** В области циклотронных частот плазма ведет себя как гиротропная среда.

Волну, распространяющуюся вдоль магнитного поля, можно представить как сумму двух волн, поляризованных по кругу. Одну из этих волн, у которой электрическое поле вращается в том же направлении, что и положительный ион в магнитном поле, называют **обыкновенной волной.** Она может распространяться в плазме при частотах, не превышающих ионной циклотронной частоты. При ионной циклотронной частоте фазовая скорость обыкновенной волны обращается в нуль: эта частота является для обыкновенной волны частотой аномальной дисперсии. Вторая волна, у которой электрическое поле вращается в том же направлении, что и электрон в магнитном поле, называется **необыкновенной волной.** Для нее частотой аномальной дисперсии является электронная циклотронная частота.

Необыкновенная волна может распространяться в плазме при всех частотах до электронной циклотронной. В области между ионной и электронной циклотронными частотами скорость ее распространения проходит через максимум. Максимальное значение скорости распространения равно половине **электронной альфвеновской скорости:**

$$\dot{U}_{\text{макс}} = \frac{1}{2} \frac{H}{\sqrt{4\pi nm}}.$$

При частотах гораздо ниже ионной циклотронной обыкновенная и необыкновенная волны распространяются с одинаковой альфвеновской скоростью, и из них можно составить плоско поляризованные волны с постоянным на-

правлением электрического поля. В этой области гиротропные свойства плазмы не проявляются.

Волны, распространяющиеся поперек магнитного поля, также имеют две частоты аномальной дисперсии, которые, однако, не совпадают, вообще говоря, с циклотронными частотами. Эти частоты аномальной дисперсии называют **гибридными** частотами. Только в очень разреженной плазме, у которой плазменная частота гораздо меньше электронной циклотронной, гибридные частоты совпадают с циклотронными. При увеличении плотности плазмы, т. е. плазменной частоты, гибридные частоты возрастают согласно формулам:

а) верхняя гибридная частота

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \omega_e^2;$$

б) нижняя гибридная частота

$$\omega^2 = \omega_i \omega_e \frac{\omega_0^2 + \omega_i \omega_e}{\omega_0^2 + \omega_e^2}.$$

Как видно из этих формул, в плотной плазме верхняя гибридная частота стремится к плазменной, а нижняя — к средней геометрической из электронной и ионной циклотронных частот.

Точно поперек магнитного поля колебания в плазме могут распространяться либо ниже нижней гибридной, либо вблизи и выше верхней гибридной частоты [1]. В интервале между этими частотами лежит область, где распространение точно поперек поля невозможно. Однако уже под весьма малым углом к поперечному направлению распространение становится возможным.

Колебания, распространяющиеся поперек поля с частотами ниже нижней гибридной, представляют собой **магнитный звук.** При частотах значительно ниже ионной циклотронной скорость его распространения стремится к постоянному значению, равному альфвеновской скорости. В этой **магнитоакустической области** магнитный звук ве-

[1] Здесь предполагается, что плазменная частота достаточно велика в сравнении с электронной циклотронной.

дет себя аналогично обычному звуку, только не с газовым, а с магнитным давлением. Электрическое поле и ток в магнитоакустической области перпендикулярны как направлению магнитного поля, так и направлению распространения. При приближении к нижней гибридной частоте фазовая скорость магнитного звука стремится к нулю. Электрическое поле и ток в такой волне хотя и лежат в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, но приобретают весьма значительные составляющие вдоль направления распространения. С электродинамической точки зрения, такие колебания не являются ни поперечными, ни продольными: они имеют **эллиптическую поляризацию.**

При частотах выше верхней гибридной поперек магнитного поля распространяются высокочастотные колебания, в которых играет роль только движение электронов.

КОСЫЕ ВОЛНЫ И ОБЩАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ КОЛЕБАНИЙ

Мы рассмотрели простейшие случаи волн, распространяющихся вдоль и поперек поля. В обоих случаях электрическое поле могло либо лежать в плоскости, перпендикулярной магнитному, либо быть направленным вдоль него. Эти два типа колебаний были независимы друг от друга. В общем случае косых волн электрическое поле обязательно имеет составляющие как вдоль, так и поперек магнитного поля, и свойства колебаний резко усложняются.

В холодной плазме, у которой газовым давлением можно пренебречь в сравнении с магнитным, существует два типа волн. Эти волны принято называть обыкновенными и необыкновенными. При распространении вдоль магнитного поля обыкновенная и необыкновенная волны были магнитогидродинамическими волнами с разными направлениями круговой поляризации. Иногда магнитогидродинамическими или альфвеновскими называют только волны с низкими частотами, у которых нет дисперсии, а обыкновенную и необыкновенную волны считают электромагнитными. Однако следует иметь в виду, что эти волны непрерывно переходят друг в друга. При распространении поперек поля необыкновенной волной является магнитный звук, обыкновенной — электромагнит-

ная волна с электрическим полем, направленным вдоль магнитного [1].

Если учесть газовое давление, то число возможных типов волн возрастает и свойства их усложняются. Магнитный звук превращается в **ускоренную звуковую волну** и ограничение нижней гибридной частотой снимается. Плазменные колебания, которые в холодной плазме возможны на одной определенной плазменной частоте, превращаются в **плазменные волны**, имеющие конечную фазовую скорость распространения, зависящую от частоты. Кроме того, становятся возможными **замедленные звуковые волны**, переходящие в отсутствие магнитного поля в ионный звук. Наконец, тепловое движение вызывает явления специфического затухания, а иногда и раскачки колебаний, о чем речь будет ниже.

ПРОХОЖДЕНИЕ РАДИОВОЛН ЧЕРЕЗ ПЛАЗМУ

В отсутствие магнитного поля электромагнитные волны могут распространяться в плазме, только если их частота выше плазменной частоты. Волны с частотой ниже плазменной отражаются от границы плазмы. Они могут проникать только в тонкий слой, толщина которого порядка скорости света, деленной на плазменную частоту. При наличии магнитного поля аналогичным образом ведут себя волны, поляризованные так, что электрическое поле волны направлено вдоль постоянного внешнего магнитного поля. На такую волну магнитное поле не действует [2]: ведь частицы плазмы движутся вдоль электрического поля, а магнитное поле, параллельное движению, не действует на него.

Мы видели, что плазменная частота тем выше, чем больше концентрация электронов в плазме. Поэтому в плотную плазму могут проникать только волны высокой частоты. Для плазмы данной концентрации существует пороговая частота электромагнитных волн, равная плазменной частоте:

$$f_0 = 8960\sqrt{n}\,.$$

[1] Следует отметить, что распространение точно поперек поля представляет собой особый случай. Уже при малом отклонении от строго перпендикулярного направления распространения специфические особенности этого случая исчезают.

[2] См. сноску на стр. 117.

Электромагнитные колебания, у которых частота меньше (т. е. длина волны больше) предельной, не могут проникать в плазму и, наоборот, для волн данной частоты существует **предельная концентрация** электронов в плазме. Эта концентрация такова, что для нее данная частота как раз равна плазменной. Если концентрация плазмы ниже предельной, то волна свободно проходит через нее. От плазмы с концентрацией выше предельной волна от-

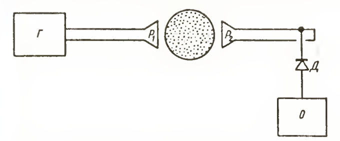


Рис. 31. Зондирование плазмы микроволнами в волновой зоне.

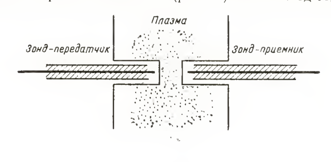
Сигнал от генератора *Г* через волновод и рупор P_1 направляется на плазму. Прошедший через плазму сигнал принимается вторым рупором P_2 и через детектор *Д* подается на осциллограф *О*.

ражается. На этом основан весьма важный метод диагностики плазмы — **микроволновое зондирование** (рис. 31). Плазму просвечивают направленным пучком электромагнитных волн. Если волна проходит через плазму и обнаруживается приемником, помещенным с другой стороны, то концентрация плазмы ниже предельной. «Запирание» электромагнитного сигнала означает, что концентрация плазмы выше предельной. Для часто употребляемых волн с длиной 3 *см* предельная концентрация составляет 10^{12} *электрон/см*^{3}. Если плазма находится в магнитном поле, то для зондирования применяют волны с электрическим полем, направленным вдоль магнитного.

Распространение волн можно наблюдать только при достаточном удалении от излучателя, в так называемой **волновой зоне.** Поэтому явления предельной концентрации и запирания сигнала обнаруживаются лишь при условии, что расстояние между излучателем и приемником значительно больше длины волны. Существует другой метод высокочастотного зондирования плазмы, где это расстояние, наоборот, мало в сравнении с длиной волны

(рис. 32). В плазму вводят передающий и приемный зонды на расстоянии 1—2 *см* друг от друга, а частоту берут в диапазоне УКВ (метровые волны).

На малых расстояниях от излучателя (**в квазистационарной зоне**) максимальный сигнал проходит, когда частота его равна плазменной (рис. 33). Этот метод годит-



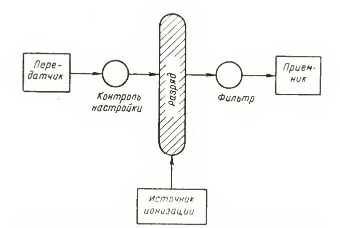


Рис. 32. Зондирование плазмы микроволнами в квазистационарной зоне.

ся только для очень малых концентраций (порядка 10^9 *электрон/см*^{3}), какие получаются в условиях маломощного газового разряда. При повышении концентрации плазменная частота сместится в сторону коротких волн и трудно будет разместить зонды на расстоянии меньше длины волны.

Предельная концентрация очень важна для радиосвязи на коротких волнах. Солнечное излучение создает в верхней атмосфере Земли слой ионизованного воздуха, т. е. плазмы. Этот слой называется ионосферой. Ночью ионизация прекращается и концентрация плазмы падает из-за рекомбинации, днем — возрастает опять от действия солнечных лучей. Плотная («дневная») плазма отражает более короткие волны, чем разреженная («ночная»). Поэтому днем возможна связь на более коротких волнах. Ночью эти волны проникают глубоко в ионосферу и там поглощаются.

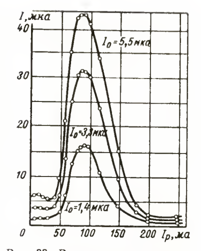


Рис. 33. Результаты микроволнового зондирования в квазистационарной зоне.

По горизонтальной оси отложен ток разряда, от которого зависит концентрация плазмы, по вертикальной — сигнал зонда. Три кривые сняты в одинаковых условиях, но при разных мощностях зондирующего генератора. Сигнал обнаруживает максимум при определенной концентрации плазмы, когда плазменная частота равна зондирующей.

Распространение в плазме электромагнитных волн с частотой выше плазменной сопровождается дисперсией. Фазовая скорость волны $U_ф$ больше скорости света в пустоте, групповая $U_г$ — меньше; при этом

$$U_ф \cdot U_г = c^2.$$

Это значит, что показатель преломления плазмы $n < 1$. При частотах гораздо больше плазменной $n \to 1$, т. е. $U_ф \to c$. При стремлении же частоты к плазменной $n \to 0$, т. е. $U_ф \to \infty$.

Математически эти соотношения выражаются дисперсионным уравнением

$$\omega^2 = \omega_0^2 + k^2c^2,$$

откуда для показателя преломления $n = \frac{kc}{\omega}$ получается

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}.$$

Фазовая скорость

$$U_{\Phi} = \frac{\omega}{k} = \sqrt{c^2 + \frac{\omega_0^2}{k^2}}.$$

Групповая скорость

$$U_{\text{г}} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{k}{\omega} c^2 = \frac{c^2}{U_{\Phi}}.$$

На дисперсии электромагнитных волн в плазме основан другой важный метод диагностики плазмы — **метод микроволнового интерферометра** (рис. 34). Направленный радиосигнал с частотой выше плазменной делится

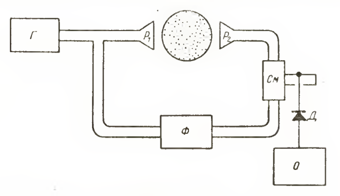


Рис. 34. Схема исследования методом микроволнового интерферометра.

Сигнал от генератора *Г* делится на два сигнала. Один через рупор P_1 подается на плазму и принимается вторым рупором P_2. Другой пропускается через фазовращатель *Ф*. Из смесителя *См* сумма обоих сигналов через детектор *Д* подается на осциллограф *О*.

на два луча. Один пропускается через плазму, другой — через среду с показателем преломления $n = 1$ (пустота, воздух). Из-за различия в фазовых скоростях у лучей возникает разница в фазах, которая измеряется интерферометром. Этим методом измеряют фактически фазовую скорость электромагнитной волны в плазме, которая в силу дисперсии зависит от концентрации.

Метод интерферометра совершеннее, чем метод зондирования. При данной частоте зондирование дает только одну точку по концентрации. Интерферометр же допускает непрерывное измерение концентрации при условии, что

плазменная частота остается ниже рабочей частоты и не слишком далека от нее (при очень больших частотах фазовая скорость практически перестает зависеть от концентрации). Если плазма находится в магнитном поле, то все сказанное относится к волнам, на которые магнитное поле не влияет. У них электрические колебания идут в направлении вдоль магнитного поля. Такие волны проникают в плазму, только если их частота выше плазменной частоты.

Но в присутствии магнитного поля в плазму могут проникать и низкочастотные волны, которые без поля отражались бы от границы плазмы. У этих волн электрическое поле должно иметь составляющую поперек магнитного, иначе магнитное поле на них не действовало бы [1]. Если плазменная частота выше электронной циклотронной, то за счет магнитного поля в плазму могут проникать только волны с частотами ниже электронной циклотронной; в промежутке между ними лежит область непропускания.

Простейший и важнейший вид низкочастотных волн, проникающих в плазму из-за магнитного поля, представляет волна с круговой поляризацией, распространяющаяся вдоль магнитного поля. Такая волна проникает в плазму при любых частотах ниже электронной циклотронной. С уменьшением частоты она переходит в магнитогидродинамическую альфвеновскую волну. Но если ниже ионной циклотронной частоты магнитогидродинамические волны могут иметь любое направление поляризации, то в области между ионной и электронной циклотронными частотами может распространяться только одна из волн с круговой поляризацией [2]. При распространении точно вдоль поля эту волну принято называть **необыкновенной**, что уже отмечалось на стр. 121. Как называть косые волны — ученые до сего времени еще не договорились.

Волны с круговой поляризацией, распространяющиеся в ионосфере вдоль силовых линий земного магнитного поля, наблюдаются в виде низкочастотных радиопомех. Такие радиосигналы возникают от грозовых разрядов в атмосфере: это так называемые **свистящие атмосферики**, или просто **свисты**. Вдоль силовой линии они могут прой-

[1] См. сноску на стр. 117.
[2] См. сноску на стр. 122.

ти на большое расстояние от места возбуждения. Нужно только, чтобы на всем пути электронная циклотронная частота в земном магнитном поле не становилась ниже частоты волны. Иногда волну с круговой поляризацией, распространяющуюся вдоль магнитного поля при частотах ниже электронной циклотронной, так и называют **волной типа свистящего атмосферика.**

Если плазма находится в сильном магнитном поле, то электронная циклотронная частота оказывается в диапазоне микроволн, и волны с круговой поляризацией могут наблюдаться в сантиметровом диапазоне. Недавно был предложен еще один метод микроволновой диагностики посредством наблюдения распространения таких сигналов в плазме. Для этого вдоль оси замагниченного плазменного шнура устанавливают передающую и приемную микроволновые антенны под прямыми углами как к оси, так и друг к другу (рис. 35). При таком расположении антенн улавливается только сигнал с круговой поляризацией.

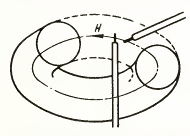


Рис. 35. Зондирование плазмы волнами с круговой поляризацией.

ПЛАЗМЕННЫЕ РЕЗОНАТОРЫ И ВОЛНОВОДЫ

Если заключить плазму в объем с хорошо проводящими стенками, то в нем могут быть осуществлены стационарные колебания — стоячие волны. Для этого необходимо соблюсти **условие резонанса:** время распространения волны должно быть целым кратным периода колебания. Замкнутый со всех сторон сосуд, в котором по всем направлениям соблюдено условие резонанса, называется **резонатором.** Если у длинного резонатора открыть торцы, он превратится в трубу или канал, по которому может распространяться волна, бегущая вдоль, но стоящая поперек канала. Такой канал называется **волноводом.** В нем условие резонанса соблюдено только в поперечном направлении.

Электростатические колебания плазмы и ионный звук не пригодны для резонатора, так как они не отражаются от стенок.

Для того чтобы волна отражалась от хорошо проводящих стенок, электрическое поле волны должно быть перпендикулярно направлению распространения, т. е. волна должна быть поперечной в электродинамическом смысле. Условие резонанса для такой волны сводится к тому, чтобы на поверхности хорошо проводящей стенки касательная к этой стенке составляющая переменного электрического поля волны обращалась в нуль. По закону электромагнитной индукции отсюда следует, что полный поток переменного магнитного поля волны через все сечение резонатора должен быть равен нулю, т. е. амплитуда переменного магнитного поля внутри резонатора должна менять знак.

В высокочастотных плазменных резонаторах и волноводах используют электромагнитные волны. При частотах выше плазменной фазовая скорость этих волн стремится к скорости света. Можно найти резонансную частоту сначала пустого резонатора, а затем определить, как она изменится, если резонатор наполнить плазмой. По изменению резонансной частоты, или, как говорят, по **расстройке резонатора,** можно определить концентрацию плазмы. Это один из самых точных методов диагностики плазмы.

Возможная область резонансов резко расширится, если поместить резонатор или волновод в магнитное поле. Естественная симметрия магнитного поля — цилиндрическая, так что плазменный резонатор или волновод в магнитном поле удобно делать в виде цилиндра. Кроме высокочастотных, в магнитном поле возможны также и низкочастотные магнитогидродинамические и магнитно-звуковые плазменные резонаторы и волноводы. Если без магнитного поля резонанс практически осуществим только в диапазоне СВЧ, то магнитно-звуковой резонанс легко получается в диапазоне УКВ. Магнитно-звуковой резонанс может быть применен не только для изучения плазмы, но и для ее нагрева, а также для генерации радиоволн и других радиотехнических целей.

На рис. 36 показана схема колебаний в магнитно-звуковом резонаторе при низких частотах в магнитоакустической области. Переменное магнитное поле направлено вдоль оси цилиндра, массовая скорость — по радиусу, электрическое поле и ток — по окружности. Такой вид

имеет конфигурация полей, если частота гораздо ниже ионной циклотронной. С повышением частоты возникают электрическое поле и ток в радиальном направлении. Колебания с чисто радиальным направлением распространения возможны только при частотах ниже нижней гибридной. При более высоких частотах даже в сколь угодно длинном цилиндре возбуждаются косые волны, имеющие электрическое поле и ток также и вдоль оси цилиндра.



Рис. 36. Схема колебаний в магнитно-звуковом плазменном резонаторе.

Резонансные частоты холодной плазмы отвечают пяти различным типам колебаний. Три из них относятся к высокочастотным колебаниям, в которых основную роль играет движение электронов, а две — к низкочастотным магнитно-звуковым и магнитогидродинамическим колебаниям. Для каждого типа колебаний объем заданных размеров и формы имеет бесконечный ряд резонансных или **собственных** частот.

При уменьшении размеров объема или плотности плазмы нормальная фазовая скорость колебаний становится слишком большой, чтобы удовлетворить резонансному условию. При этом резонансные частоты стремятся к частотам аномальной дисперсии, близ которых фазовая скорость резко уменьшается. Характер резонансных явлений для магнитно-звуковых волн определяется безразмерным числом, которое называется **погонным числом электронов**

$$\Pi = \pi R^2 n \frac{e^2}{mc^2}.$$

Это есть число электронов на длине цилиндра, равной классическому радиусу электронов. Оно по порядку величины характеризует отношение $\frac{\omega_0^2}{k^2c^2}$. При малом погонном числе электронов резонансная частота магнитно-звуковых колебаний стремится к нижней гибридной частоте, которая для этих колебаний является частотой аномальной дисперсии. При большом погонном числе электронов

магнитно-звуковой резонанс сдвигается к низким частотам, в магнитоакустическую область. В этой области резонансная частота выражается простой формулой

$$\omega = \frac{\alpha}{R} \cdot \frac{H}{\sqrt{4\pi\rho}},$$

где α — безразмерное число, зависящее от граничных условий.

В простейшем случае значения α являются корнями функции Бесселя первого порядка. Амплитуда переменного магнитного поля распределена по радиусу как функция Бесселя нулевого порядка, амплитуда электрического поля — как функция Бесселя первого порядка. Электрическое поле на краю цилиндра обращается в нуль, а переменное магнитное поле внутри цилиндра меняет знак, так что полный переменный магнитный поток через все сечение цилиндра равен нулю.

Из электродинамики следует, что аномальная дисперсия должна сопровождаться поглощением энергии, механизм которого мы рассмотрим ниже. Частоты аномальной дисперсии часто называют резонансными частотами плазмы. Эти **резонансы поглощения** не зависят от размеров и формы плазменного объема; они есть и у неограниченной плазмы. От них нужно отличать **резонансы раскачки**, подобные только что рассмотренному магнитно-звуковому резонансу. Только при малом погонном числе электронов резонанс раскачки совмещается с резонансом поглощения.

Если возбуждать колебания плазменного резонатора, прикладывая определенное внешнее переменное напряжение, то при резонансе раскачки энергия будет перекачиваться в плазму, а при резонансе поглощения — поглощаться в ней. На языке электротехники можно сказать, что резонанс поглощения отвечает максимуму активного сопротивления плазмы, а резонанс раскачки — минимуму реактивного сопротивления.

ЗАТУХАНИЕ И РАСКАЧКА КОЛЕБАНИЙ

Все типы колебаний плазмы могут поддерживаться в результате притока энергии извне. Если такого притока нет, то в равновесной плазме колебания должны затухать за счет различных процессов рассеяния (диссипа-

ции) энергии. Но реальная плазма очень часто не находится в полном термодинамическом равновесии. В такой неравновесной плазме возможно не только затухание, но и самовозбуждение (раскачка) колебаний. Если в плазме, находящейся в механическом (но не термодинамическом) равновесии, сами собой возбуждаются колебания, то это значит, что состояние равновесия было неустойчивым. Таким образом, раскачка колебаний есть один из видов неустойчивости, который следует называть **колебательной неустойчивостью**[1]. Из общих законов термодинамики следует, что состояние полного термодинамического равновесия не может быть неустойчивым. Таким образом, колебательно неустойчивыми могут быть только состояния, равновесные в механическом, но не в термодинамическом смысле. Раскачка колебаний всегда является одним из звеньев в цепи превращений разных видов энергии.

Затухание колебаний может происходить либо из-за столкновений, либо из-за процессов **аномальной или специфической** диссипации. Затухание, вызванное столкновениями, имеет в принципе тот же характер, что и у обычного газа. Оно происходит от ближних взаимодействий между частицами. Аномальная диссипация специфична именно для плазмы и происходит в результате дальних взаимодействий частиц с возбужденными ими полями.

Затухание из-за столкновений происходит под действием вязкости, джоулева тепла и перезарядочных столкновений. В хорошо ионизованной плазме для колебаний, в которых существенны электрические токи, важнейшие из процессов столкновений — это столкновения между электронами и ионами, проявляющиеся в виде джоулева тепла.

В полностью ионизованной горячей плазме столкновения редки и затухание определяется аномальной диссипацией. Для простейшего вида колебаний — электростатических плазменных волн — этот процесс известен как **затухание Ландау.** Он основан на явлении **фазового резонанса** частицы с волной. Обращением этого процесса служит раскачка колебаний за счет фазового резонанса.

Сущность фазового резонанса можно пояснить на важном для техники примере **асинхронного плазменного дви-**

---

[1] В литературе иногда этот вид неустойчивости довольно неудачно именуют «сверхустойчивостью».

гателя и такой же динамомашины (рис. 37). Пусть труба, содержащая плазму, окружена электромагнитами, через которые пропускают токи, сдвинутые по фазе по отношению друг к другу. Можно подобрать фазы так, чтобы магнитное поле бежало по трубе с определенной фазовой скоростью. Если плазма неподвижна, то по закону вмороженности бегущее поле будет тащить ее за собой. То

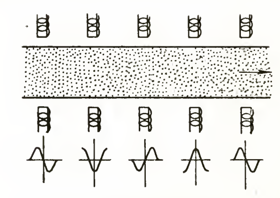


Рис. 37. Асинхронный плазменный двигатель или динамомашина.
Кривые под каждой катушкой показывают фазу переменного магнитного поля.

же произойдет, если плазма втекает в трубу со скоростью, меньшей фазовой скорости поля. Поле будет подгонять плазму, стремясь довести ее скорость до фазовой. Получится плазменный двигатель, в котором электрическая энергия преобразуется в кинетическую энергию плазменного потока.

Посмотрим теперь, что будет, если в трубу втекает быстрый плазменный поток со скоростью, большей фазовой скорости поля. В этом случае бегущее поле начнет тормозить плазму, стремясь довести скорость потока до своей фазовой скорости. При торможении плазмы в ней будут возбуждаться токи, которые, взаимодействуя с внешним магнитным полем, возбудят электродвижущую силу во внешних катушках. Механическая энергия, освобождающаяся при торможении плазмы, превращается в электрическую: мы получим плазменный генератор (динамомашину).

Процесс в асинхронном плазменном двигателе аналогичен аномальному затуханию, а процесс в асинхронном генераторе — раскачке колебаний в плазме. Пусть по плазме распространяется волна с определенной по величине и направлению фазовой скоростью. Допустим, что в плазме есть частицы, движущиеся с такой скоростью, что проекция ее на направление распространения волны равна фазовой скорости волны. Эти частицы находятся в фазовом резонансе с волной: поле волны действует на них все время в одной и той же фазе. Неподвижная частица не обменивается энергией с волной, так как волна действует на нее то в одну, то в другую сторону. Частицы, близкие к фазовому резонансу, теснее всего взаимодействуют с волной. Если частица движется немного медленнее, чем волна, то она отбирает энергию от волны (как в плазменном двигателе), и это приводит к затуханию волны. Если же частица движется немного быстрее, чем волна, она отдает волне свою энергию (как в плазменном генераторе), и это приводит к раскачке колебаний.

Аналогичное явление наблюдается при движении отдельных заряженных частиц в средах, где скорость света меньше, чем в пустоте (знаменитый **эффект Вавилова — Черенкова**). Если частица летит со скоростью, большей скорости света в среде, она возбуждает световую волну (черенковское излучение). Если скорость частицы меньше, чем скорость света в среде, она поглощает свет (черенковское поглощение). Аномальное затухание и раскачка колебаний в плазме могут рассматриваться как проявления эффекта Вавилова — Черенкова.

Реально в плазме есть частицы с любыми скоростями, образующие непрерывное распределение. В этом распределении имеются и частицы, вызывающие затухание, и частицы, вызывающие раскачку. Если первых больше, то колебания затухают, если вторых больше — колебания раскачиваются.

Математически распределение частиц по скорости описывается **функцией распределения** $f(v)$, показывающей, какая доля частиц имеет скорость, близкую к v Если при $v=U_{\Phi}$ функция $f(v)$ возрастает с v, то колебания будут раскачиваться, если убывает, то затухать. Условие затухания имеет вид

$$\left(\frac{\partial f}{\partial v}\right)_{v=U_{\Phi}} < 0.$$

и условие раскачки

$$\left(\frac{\partial f}{\partial v}\right)_{v=U_{\Phi}} > 0.$$

При этом под v подразумевается не полная скорость, а проекция ее на направление U_{Φ}. В состоянии термодинамического равновесия функция распределения всегда убывает с величиной v, т. е. возможно только затухание.

Близ частот аномальной дисперсии фазовая скорость волн очень мала. Тогда даже в холодной плазме найдутся частицы, скорость которых близка к фазовой скорости. Поэтому аномальная дисперсия сопровождается аномальным затуханием даже и в холодной плазме. Вдали от частот аномальной дисперсии фазовые скорости колебаний велики и явления, связанные с фазовым резонансом, возможны лишь за счет быстрых частиц. Для аномального затухания достаточно появления быстрых частиц в результате теплового движения при нагреве плазмы. Раскачка же колебаний за счет фазового резонанса происходит, если из общего распределения скоростей выделяется группа быстрых частиц («горб» на функции распределения, как на рис. 38). Примером может служить раскачка плазменных колебаний электронным пучком. Пучок здесь представляет собой группу быстрых частиц, раскачивающих плазму. Подобную же роль могут играть электроны, ускоренные внутри самой плазмы действием электрических полей. Они появляются всегда, когда в плазме текут токи вдоль магнитного поля. Так как торможение электрона за счет столкновений ослабляется с повышением его скорости, то электроны, вырвавшиеся вперед, могут дойти до больших скоростей. Такие **пролетные** или «убегающие» электроны могут раскачивать плазму. Подобного рода явления неустойчивости не могут быть поняты в модели сплошной среды. Они связаны с распределением скоростей между частицами, которое описывается уравнениями физической кинетики. Это уже

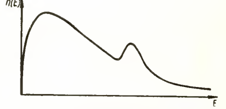


Рис. 38. «Горб» на функции распределения.

не гидромагнитная, а **кинетическая** неустойчивость, частным случаем которой является пучковая неустойчивость.

Раскачка колебаний может произойти от различных нарушений термодинамического равновесия. При кинетической неустойчивости такое нарушение касается распределения частиц по **скоростям**. Можно ожидать раскачки и из-за неравновесного распределения в пространстве, например из-за неравномерной температуры, но этот вопрос подробно еще не исследован.

УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

В непроводящей среде при сверхзвуковом течении могут возникать и распространяться **ударные волны** (скачки уплотнения), т. е. поверхности, на которых давление, плотность и скорость потока резко меняются на малой длине. Эта длина, т. е. **ширина фронта** ударной волны, определяется диссипативными процессами: вязкостью и теплопроводностью; в газе она порядка длины свободного пробега.

В плазме возможны еще и магнитогидродинамические ударные волны, в которых помимо газового участвует и магнитное давление. Роль скорости звука при этом может играть альфвеновская скорость, а роль длины свободного пробега — циклотронный радиус или дебаевская длина.

Структура фронта ударной волны в плазме усложняется и приобретает колебательный характер. Без магнитного поля — это электростатические колебания, происходящие от разделения зарядов. В магнитогидродинамических ударных волнах периодическая структура фронта связана с колебаниями плазмы в магнитном поле. Но это уже не линейные колебания, о которых говорилось выше, а колебания большой амплитуды.

Существование ударной волны возможно лишь при условии, чтобы в ее фронте происходили необратимые процессы диссипации (рассеяния) энергии. В газе из нейтральных частиц диссипация может происходить только из-за столкновений и поэтому ширина фронта волны должна быть порядка свободного пробега. В разреженном газе, где длина свободного пробега велика, ударная волна «расплывается». В плазме становятся возможными процессы диссипации энергии без столкновений. Вслед-

ствие этого ширина фронта волны в плазме может быть гораздо меньше длины свободного пробега и определяться другими характерными для плазмы длинами: дебаевской длиной, если нет магнитного поля, и циклотронным радиусом при его наличии.

Процессы диссипации без столкновений делают возможным распространение **ударной волны без столкновений** в весьма разреженной плазме межпланетного пространства. Солнечные вспышки возбуждают в межпланетной плазме ударные волны, которые, приходя на Землю, вызывают **магнитные бури с внезапным началом.**

СЛУЧАЙНЫЕ ПРОЦЕССЫ

До сих пор мы говорили об упорядоченных закономерных движениях, когда все частицы плазмы движутся в четком строю, как солдаты на параде. Такова картина движения в холодной плазме. Тепловое движение нарушает эту упорядоченную картину. В горячей плазме частицы бегают в беспорядке, как школьники на перемене. Тепловое движение хаотично. Оно подчиняется только законам случая, которые на математическом языке выражаются теорией вероятностей.

Важно подчеркнуть здесь, что магнитное поле упорядочивает движение частиц и подчиняет их строгой дисциплине. В присутствии магнитного поля понятие холодной плазмы получает вполне определенный и реальный смысл. Холодной называется плазма, у которой газовое давление $p=nT$ мало в сравнении с магнитным давлением $p_м=H^2/8\pi$. Отношение этих давлений есть важнейшая характеристика плазмы:

$$\beta=\frac{p}{p_м}=\frac{8\pi nT}{H^2}.$$

При малых значениях β плазму можно считать холодной; роль теплового движения в такой плазме пренебрежимо мала.

Интересно сопоставить определения холодной и замагниченной плазмы. Замагниченной называется плазма, у которой циклотронный радиус мал в сравнении с размером системы[1]:

$$\frac{r_c}{R}=\frac{v}{\omega_c R}=\frac{v_i Mc}{ZeHR}\ll 1.$$

[1] Или длиной свободного пробега.

Здесь берется тот из циклотронных радиусов, который больше, а именно циклотронный радиус ионов. Возведя условие замагниченности в квадрат, запишем его в виде

$$\frac{Mv_i^2 Mc^2}{Z^2e^2H^2R^2} = \frac{T_{i\perp} Mc^2}{Z^2e^2H^2R^2} \ll 1,$$

где R — радиус плазменного объема, который мы примем за цилиндр, вытянутый вдоль поля; $T_{i\perp} \approx Mv^2{}_i$ — температура, отвечающая поперечному движению ионов.

Умножив числитель и знаменатель на концентрацию ионов n_i, можно привести условие замагниченности к форме

$$\frac{n_i T_{i\perp}}{H^2} \cdot \frac{Mc^2}{Z^2e^2nR^2} \ll 1$$

или

$$\beta \ll \frac{Z^2e^2}{Mc^2} n\pi R^2.$$

В правой части этого неравенства стоит величина, которую называют погонным числом ионов. Это есть полное число ионов на длине цилиндра, равной классическому радиусу иона: $\frac{Z^2e^2}{Mc^2}$. Если погонное число ионов велико, то холодная плазма заведомо будет замагниченной.

Важнейшие проявления теплового движения—это **процессы переноса** вещества, тепла и количества движения (импульса). Перенос вещества тепловым движением есть **диффузия**, перенос тепла — **теплопроводность**, количества движения — **вязкость.** В плазме с тепловым движением связан еще и процесс переноса заряда, т. е. электрический ток, так что к числу коэффициентов переноса можно отнести и проводимость плазмы. Но она не имеет столь простого смысла, как коэффициенты диффузии, теплопроводности и вязкости.

Основным законом всех случайных процессов является **закон дисперсии.** Рассмотрим случайную величину, характеризующую, например, положение или скорость частицы, совершающей беспорядочное тепловое движение. Обозначим, пока не уточняя, эту величину f. Она может изменяться совершенно случайно. Положим сначала для простоты, что величина f меняется скачками и что при каждом скачке она меняется на Δf, причем Δf с одинаковой вероятностью может быть как положительным, так и отрицательным. Тогда сумма всех этих изменений

$$\Sigma\Delta f = 0,$$

так что среднее значение f не меняется. Но квадраты всех изменений положительны, так что сумма квадратов

$$\Sigma (\Delta f)^2 > 0$$

возрастает пропорционально времени. Эта сумма и называется **дисперсией.** Она служит мерой того интервала, в котором «размазана» величина f вокруг постоянного среднего значения. То, что дисперсия возрастает пропорционально времени, можно записать в виде формулы

$$\Sigma (\Delta f)^2 = Dt.$$

Множитель пропорциональности D называется **коэффициентом диффузии.**

Закон дисперсии можно обобщить на случай, когда значение f определено не только по величине, но и по направлению, т. е. является вектором. При этом закон дисперсии переходит в **закон случайных блужданий.** Такие блуждания частиц в обычном пространстве приводят к процессам переноса, в пространстве же скоростей вызывают обмен энергией между различными степенями свободы и установление теплового равновесия.

ПРОГУЛКА «ПЬЯНИЦЫ»

Закон случайных блужданий в обычном пространстве математики любят пояснять на таком наглядном примере (рис. 39). Пусть пьяный, ничего не соображающий человек идет по лесу. Каждый раз, натыкаясь на дерево, он поворачивает в совершенно случайном направлении. Его путь проходит по площади, увеличивающейся пропорционально времени. Приближенно ее можно считать за круг, центр которого остается на месте, а радиус возрастает как корень квадратный из времени.

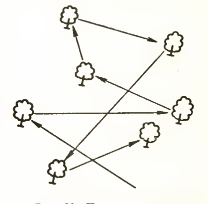


Рис. 39. Прогулка «пьяницы».

Площадь, занятая блужданиями (площадь миграции), выражается так:

$$S = Dt.$$

Множитель пропорциональности D есть коэффициент диффузии. Если каждый раз до перемены направления пьяный человек проходит по прямой путь l, то

$$S = \Sigma l^2.$$

Отсюда коэффициент диффузии

$$D \approx \frac{l^2}{\tau},$$

где τ — время между двумя столкновениями. Длина l в задаче о прогулке пьяного человека есть просто расстояние между соседними деревьями. В общей задаче о случайных блужданиях — это смещение частицы после каждого столкновения или, как говорят, **пробег.** В задаче о прогулке пьяницы блуждания происходили на плоскости. Но и при блуждании в объеме, как и в обратном случае, когда движение ограничено линией, всегда действует закон дисперсии, т. е. квадрат линейного размера области блуждания возрастает пропорционально времени

$$L^2 \approx Dt.$$

Отсюда следуют основные соотношения для всех диффузионных процессов: глубина проникновения за заданное время t

$$L \approx \sqrt{Dt}$$

и время проникновения на заданную глубину L

$$t \approx \frac{L^2}{D}.$$

Величина L^2 имеет размерность площади, и ее называют площадью миграции также и тогда, когда эта площадь не имеет прямого геометрического смысла. Множитель пропорциональности D всегда называется коэффициентом диффузии и по порядку величины равен произведению пробега на скорость.

ПРОБЕГ И СЕЧЕНИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ

В случае незаряженных частиц направление движения меняется только при столкновениях. Между столкновениями частица движется по прямой линии с постоянной скоростью v и пробег равен

$$l = v\tau,$$

где τ — время между столкновениями. При этом коэффициент диффузии можно записать в виде

$$D \simeq lv.$$

Если представлять себе сталкивающиеся частицы в виде жестких тел с поперечным сечением Q, то частица, движущаяся со скоростью v в среде с концентрацией n частиц в единице объема, испытает nvQ столкновений за единицу времени. Время между двумя столкновениями есть обратная величина:

$$\tau = \frac{1}{nvQ},$$

откуда пробег равен

$$l = \frac{1}{nQ}.$$

Чем плотнее среда, тем меньше пробег.

Если в плазме есть частицы разных сортов, то складываются числа столкновений, т. е. обратные величины времен столкновений или пробегов. Так, в частично ионизованной плазме

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_a} + \frac{1}{\tau_i} = v\,(n_a Q_a + n_i Q_i),$$

где n_a и Q_a — концентрация и сечение для нейтральных частиц, а n_i и Q_i — для ионов. Проводимость частично ионизованной плазмы

$$\sigma = \frac{ne^2}{m}\,\tau = \frac{\frac{ne^2}{m}}{\frac{1}{\tau_a} + \frac{1}{\tau_i}},$$

откуда

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{1}{\sigma_a} + \frac{1}{\sigma_i},$$

где

$$\sigma_a = \frac{ne^2}{m}\tau_a = \frac{ne^2}{mvn_aQ_a},$$

$$\sigma_i = \frac{ne^2}{m}\tau_i = \frac{ne^2}{mvn_iQ_i}.$$

СТОЛКНОВЕНИЯ С НЕЙТРАЛЬНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Нейтральные частицы можно в разумном приближении считать имеющими определенное геометрическое сечение. Частицы не являются жесткими, т. е. сечение всегда зависит от скорости, но для нейтральных частиц эта зависимость определяется конкретными свойствами частицы и не может быть указана в общем виде. Столкновения бывают **упругими и неупругими.** При упругом столкновении происходит только обмен кинетической энергией, при неупругом—превращение кинетической энергии сталкивающихся частиц в другие формы энергии. Это превращение энергии может заключаться в **возбуждении, ионизации** или **перезарядке.** При возбуждении кинетическая энергия тратится на перевод электрона одного из атомов или молекул, участвующих в столкновении, на более высокую орбиту. Затем энергия возбуждения излучается в виде света. Если кинетическая энергия достаточна для полного отрыва электрона от атома или молекулы, то становится возможной ионизация. Наконец, если атом сталкивается со своим собственным ионом, то с очень большой вероятностью происходит имеющий очень важное значение в физике плазмы процесс перезарядки. Ион отбирает у атома электрон, причем атом превращается в ион, а ион в атом (рис. 40). Казалось бы, ничего не изменилось. Вспоминается история, рассказанная Козьмой Прутковым о юнкерах Шмидте и Шульце, которые опаздывали из отпуска и решили сбить начальство с толку. Шмидт назвался Шульцем, а Шульц — Шмидтом. Но в плазме подобный «обмен именами» (т. е. обмен зарядом) оказывается весьма важным событием.

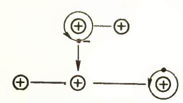


Рис. 40. Перезарядка.

В самом деле, ион может ускоряться электрическими и удерживаться магнитными полями. Если же быстрый ион отберет у атома электрон, он превратится в быстрый атом, на который магнитное поле не действует. Атом никакая магнитная ловушка не удержит, и он уйдет на стенку, унося с собой кинетическую энергию, которую сообщило ему электрическое поле. А получившийся при перезарядке ион — медленный, его надо опять ускорять. Вот почему процесс перезарядки оказывается одним из главных источников трудностей при получении горячей плазмы.

Процессы возбуждения и ионизации — **пороговые**. Для них энергия столкновения должна быть не ниже определенного порога. Процесс перезарядки имеет наибольшую вероятность, если он **резонансный**, т. е. если ион отбирает электрон у своего же атома. Такая резонансная перезарядка происходит с весьма большой вероятностью при каких угодно малых энергиях.

Вероятности различных процессов столкновения принято характеризовать соответствующими эффективными сечениями: сечением возбуждения $Q_{в}$, сечением ионизации $Q_{и}$, сечением перезарядки $Q_{п}$.

Эти сечения определяются так, что частица, движущаяся со скоростью v в среде с концентрацией n, производит за единицу времени vQn соответствующих процессов. Сумма этих трех сечений есть полное сечение неупругих процессов:

$$Q = Q_{в} + Q_{и} + Q_{п}.$$

Сечения возбуждения и ионизации ниже пороговой энергии равны нулю. Выше порога они быстро возрастают с энергией, проходят через максимум и затем быстро убывают. Сечение перезарядки медленно убывает с возрастанием энергии. Максимальное значение сечения ионизации равно примерно πa^2, где a — радиус электронной орбиты атома. Сечение резонансной перезарядки гораздо больше геометрических размеров атома, так как для того, чтобы отнять электрон, иону не обязательно вступать в тесное соприкосновение с атомом (см. рис. 40).

Экспериментаторы любят пользоваться вместо сечения Q так называемой «вероятностью» столкновения P. Это есть число столкновений данного рода на 1 *см* пути

и на 1 *мм рт. ст.* начального давления (приведенного к нормальной температуре). Вероятность и сечение связаны соотношением

$$P = \frac{L}{760} Q = 3{,}5357 \cdot 10^{16} \cdot Q,$$

где L — число Лошмидта, т. е. число частиц в 1 *см*³ газа при нормальных условиях. На рис. 41 показана вероятность ионизации, а на рис. 42 — вероятность резонансной

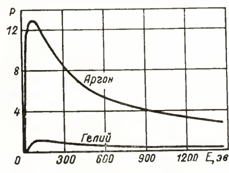


Рис. 41. Вероятность ионизации для гелия и аргона в зависимости от энергии электрона.

перезарядки для гелия и аргона в зависимости от энергии сталкивающихся частиц. Так как вероятность каждого процесса пропорциональна сечению, то все кривые для сечений имели бы такой же вид, отличаясь только масштабом по вертикальной оси. Сечение ионизации у аргона больше, чем у гелия, из-за большего радиуса внешней электронной оболочки. Сечения резонансной перезарядки раз в десять больше максимальных сечений ионизации. Если пересчитать вероятности на сечения, то будет видно, что сечения ионизации — порядка 10^{-16} *см*², а сечения перезарядки — порядка 10^{-15} *см*². Вероятностями удобнее пользоваться потому, что они выражаются более удобными числами — от единиц до сотни.

Упругие столкновения приводят к рассеянию частиц и к обмену энергией. Они важны для электропроводности и для процессов переноса. Сечения упругого столкновения — обычно порядка геометрических размеров атома или молекулы. Аномально малы сечения

упругого рассеяния медленных электронов на атомах инертных газов: аргона, криптона и ксенона. Здесь благодаря квантовомеханическому явлению дифракции электрон почти не рассеивается на атомах и проходит через газ почти как через пустоту. Это явление носит название

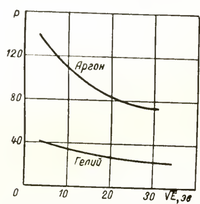


Рис. 42. Вероятность перезарядки для гелия и аргона в зависимости от энергии столкновения.

эффекта Рамзауэра. Оно наблюдается при энергиях электрона значительно ниже порогов всех неупругих процессов.

КУЛОНОВСКИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ

Заряженные частицы взаимодействуют между собой по закону Кулона, согласно которому взаимодействие лишь медленно ослабевает с расстоянием. Заряженная частица, двигаясь в плазме, все время взаимодействует с другими заряженными частицами, и путь ее изображается не ломаной, как при взаимодействии с нейтральными частицами, а кривой линией (рис. 43). Однако подробный анализ показывает, что и в этом случае можно описывать тепловое движение и процессы переноса в терминах теории столкновений, вводя условное понятие **кулоновского столкновения.** Это значит, что истинный криволинейный путь частицы мы приближенно заменяем ломаной линией (штрих на рис. 43). Каждый раз, когда в результа-

те непрерывного взаимодействия направление движения частицы повернется примерно на прямой угол, мы будем говорить, что частица претерпела кулоновское столкновение, которому отвечает излом нашей штриховой ломаной линии. Чтобы количественно описать тепловое движение в плазме при помощи теории столкновений, нам осталось только определить эффективное сечение кулоновского столкновения, или, как говорят для краткости, **кулоновское сечение.** Оно состоит из двух множителей, учитывающих **ближние и дальние взаимодействия.**

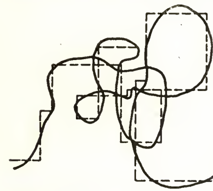


Рис. 43. Схема кулоновских столкновений.

О ближнем взаимодействии мы говорим в тех случаях, когда одно взаимодействие между двумя частицами сразу приводит к крутому повороту. Для этого нужно, чтобы потенциальная энергия кулоновского взаимодействия стала того же порядка, что и кинетическая энергия сталкивающихся частиц:

$$\frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} = Mv^2$$

(множитель 1/2 для такой оценки не важен). Отсюда расстояние ближнего взаимодействия

$$b \simeq \frac{Z_1 Z_2 e^2}{Mv^2}.$$

Заметим, что для столкновения играет роль только кинетическая энергия относительного движения частиц; поэтому v есть относительная скорость, а M—приведенная масса. Для взаимодействия между электроном и ионом приведенная масса равна массе электрона, и расстояние ближнего взаимодействия

$$b \simeq \frac{Ze^2}{mv^2},$$

где m — масса электрона и Z — заряд иона.

Эффективное сечение ближнего взаимодействия есть площадь круга радиуса b, т. е. πb^2.

Однако, кроме крутых поворотов, направление движения частицы изменяется еще и за счет дальних взаимодействий, приводящих к постепенному искривлению пути. Расчет показывает, что полное кулоновское сечение получается умножением сечения ближнего взаимодействия на **кулоновский логарифм:**

$$\tilde{Q} = \pi b^2 \ln \Lambda .$$

Кулоновский логарифм в обычных для плазмы условиях может быть порядка 10; таким образом, дальние взаимодействия оказываются важнее ближних.

Радиус ближнего взаимодействия b обратно пропорционален кинетической энергии частиц. В термической плазме он обратно пропорционален температуре, и, следовательно, сечение ближнего взаимодействия с повышением температуры уменьшается как ее обратный квадрат. Кулоновский логарифм по свойствам логарифма лишь слабо зависит от скорости или энергии частиц. Отсюда следует основное свойство кулоновского сечения: оно резко уменьшается с увеличением скорости частиц. В термической плазме кулоновское сечение примерно обратно пропорционально квадрату температуры. Если же группа электронов под действием электрического поля оторвется от основной массы и приобретет большие скорости, то для этих электронов кулоновское сечение резко упадет, что приведет к еще большему ускорению и прогрессивному падению сечения. Такие пролетные или «убегающие» электроны в конце концов могут ускоряться в плазме, как в вакууме. Для этого, конечно, необходимо, чтобы электрическое поле было направлено вдоль магнитного, т. е. чтобы был ток вдоль силовых линий.

Величина Λ, стоящая под знаком кулоновского логарифма, есть отношение наибольшего и наименьшего расстояний взаимодействия:

$$\Lambda = \frac{r_{\text{макс}}}{r_{\text{мин}}} .$$

Наибольшее расстояние взаимодействия — порядка дебаевской длины (длины экранирования)

$$r_{\text{макс}} \approx h.$$

На расстояниях больше этой длины кулоновский потенциал быстро спадает к нулю и взаимодействие прекращается.

Наименьшее расстояние взаимодействия может в зависимости от относительной скорости частиц иметь либо классическую, либо квантовую природу. При малых скоростях квантовые явления не сказываются (этот случай называется **квазиклассическим**), и за наименьшее расстояние взаимодействия можно принять радиус ближнего взаимодействия

$$r_{\text{мин}} \approx b.$$

Для электрона

$$r_{\text{мин}} \approx \frac{Ze^2}{mv^2}.$$

Но это расстояние должно быть больше квантовомеханической длины волны:

$$r_{\text{мин}} \geqslant \frac{\hbar}{mv}.$$

В противном случае вступают в силу квантовые явления, и за наименьшее расстояние взаимодействия нужно принять эту длину волны

$$r_{\text{мин}} \approx \frac{\hbar}{mv}.$$

Квантовые явления могут иметь реальное значение только для электронов. Поэтому длину волны мы пишем именно для электрона. Таким образом, за наименьшее расстояние взаимодействия для электронов берется бо́льшая из двух величин: расстояния ближнего взаимодействия b и длины волны электрона $\frac{\hbar}{mv}$. Наименьшее расстояние взаимодействия приобретает чисто квантовую природу, если выполнено условие

$$\frac{Ze^2}{mv^2} \ll \frac{\hbar}{mv},$$

что сводится к

$$\frac{Ze^2}{\hbar v} \ll 1.$$

Это условие тождественно с условием применимости борновского приближения в квантовой механике. Квантовый или борновский случай для вычисления кулоновского логарифма осуществляется при больших скоростях электронов. В термической плазме для этого температура должна быть значительно выше 400 000° К, т. е. примерно 40 *эв*.

Классический радиус частицы есть расстояние ближнего взаимодействия при кинетической энергии, равной энергии покоя. Согласно теории относительности, энергия покоя равна массе, умноженной на квадрат скорости света: $E_0 = Mc^2$.

Отсюда классический радиус

$$r_0 = \frac{Z^2 e^2}{Mc^2}.$$

Расстояние ближнего взаимодействия

$$b = r_0 \frac{E_0}{E}$$

и кулоновское сечение

$$\widetilde{Q} = \pi r_0^2 \left(\frac{E_0}{E}\right)^2 \ln \Lambda.$$

Для электрона

$$r_0 = \frac{e^2}{mc^2}.$$

Сечение рассеяния света частицей (томсоновское сечение)

$$Q_0 = \frac{8}{3} \pi r_0^2.$$

Кулоновское сечение выражается через него как

$$\widetilde{Q} = \frac{3}{8} Q_0 \left(\frac{E_0}{E}\right)^2 \ln \Lambda.$$

Здесь E — кинетическая энергия частицы.

УСТАНОВЛЕНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ

В разреженной плазме скорости и энергии частиц могут в течение заметного времени быть распределены неравновесно. Особенно долго сохраняется различие между средними энергиями ионов и электронов, так что часто приходится приписывать одной и той же плазме две температуры: ионную T_i и электронную T_e. Установление термического равновесия в каждой данной точке пространства происходит в результате случайных изменений скоростей. Время установления равновесия называется **временем релаксации.** Необходимо различать три времени релаксации. Быстрее всего устанавливается равновесное распределение скоростей между электронами. Время его установления обозначим τ_e. Во много раз больше времени необходимо для установления равновесного распре-

деления скоростей между ионами. Это время мы обозначим τ_i. И еще больше времени нужно для того, чтобы завершился обмен энергией электронов с ионами и уравнялись ионная и электронная температуры. Требуемое для этого время назовем τ_{ei}. При одинаковых конечных температурах эти времена относятся друг к другу так:

$$\frac{\tau_e}{\tau_i} = Z^4 \sqrt{\frac{m}{M}}; \quad \frac{\tau_i}{\tau_{ei}} = \frac{1}{Z^2} \sqrt{\frac{m}{M}}.$$

Если плазма приготовлена неравновесным образом, то за время меньше τ_e понятие температуры для нее вообще не имеет смысла. Если прошло время больше τ_e, но меньше τ_i, то можно говорить о температуре электронов, но не о температуре ионов. Через время больше τ_i, но меньше τ_{ei} имеют смысл две различные температуры: электронная и ионная, и по прошествии времени больше τ_{ei} плазма имеет одну определенную температуру.

Значения времен релаксации можно оценить из формулы для времени столкновения

$$\tau = \frac{1}{nvQ},$$

если вместо Q подставить кулоновское сечение, а вместо v—среднюю квадратичную скорость теплового движения:

$$v = \sqrt{3 \frac{T}{M}},$$

где T — температура в энергетических единицах. Значение скорости v берется для равновесного состояния потому, что это состояние является конечным для процесса релаксации. Точный расчет дает значение времени релаксации в восемь раз меньшее, чем приведенная оценка

$$\tau = \frac{1}{8\pi n v r_0^2 \ln \Lambda},$$

откуда

$$\tau_e = \frac{\sqrt{m (3T_e)^3}}{8\pi n e^4 \ln \Lambda},$$

$$\tau_i = \frac{\sqrt{M (3T_i)^3}}{8\pi n Z^4 e^4 \ln \Lambda}.$$

При столкновении между электроном и ионом из-за большого различия в массах передается от одного к дру-

тому лишь малая доля энергии порядка отношения масс $\frac{m}{M}$. Поэтому время установления термического равновесия между электронами и ионами выражается как

$$\tau_{ei} = \frac{M}{m} \frac{\sqrt{m (3T)^3}}{8\pi n Z^2 e^4 \ln \Lambda}.$$

Если в плазме присутствуют только однозарядные ионы, то τ_i в $\sqrt{\frac{M}{m}}$ раз больше τ_e и τ_{ei} во столько же раз больше τ_i.

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В магнитном поле все процессы переноса становятся **анизотропными**, т. е. протекают различным образом в разных направлениях. Вдоль магнитного поля частицы движутся свободно, так же как и в его отсутствие. При этом смещение частицы после каждого столкновения равно пробегу

$$l = v\tau$$

и коэффициент диффузии

$$D_{\parallel} \approx \frac{l^2}{\tau} \approx lv.$$

В предельном случае сильного магнитного поля поперек поля частицы не движутся свободно, а вращаются по циклотронным кружкам. В результате столкновения частица может только перескочить с одного кружка на другой. Смещение частицы после каждого столкновения здесь порядка циклотронного радиуса

$$r_i = \frac{v}{\omega_c}$$

и коэффициент диффузии поперек поля

$$D_{\perp} = \frac{r_c^2}{\tau} \approx \frac{v^2}{\omega_c^2 \tau}.$$

Отношение поперечного и продольного коэффициентов диффузии в сильном магнитном поле равно

$$\frac{D_{\perp}}{D_{\parallel}} \approx \frac{v}{\omega_c^2 l\tau} = \frac{1}{\omega_c^2 \tau^2}.$$

Таким образом, для двух предельных случаев

а) в отсутствие поля

$$D_{\perp} = D_{\parallel},$$

б) в очень сильном поле

$$D_{\perp} = \frac{D_{\parallel}}{\omega^2 \tau^2}.$$

Оба эти случая можно объединить одной формулой

$$D_{\perp} = \frac{D_{\parallel}}{1 + \omega_c^2 \tau^2}.$$

Плазму, у которой период циклотронного вращения значительно меньше, чем время между столкновениями, называют **замагниченной.** Условие замагниченности, как мы видели, имеет вид

$$\omega_c \tau \gg 1.$$

В замагниченной плазме в полной мере проявляется анизотропия процессов переноса. При этом коэффициент диффузии поперек поля должен быть обратно пропорционален квадрату циклотронной частоты, т. е. квадрату напряженности магнитного поля. То же относится и к остальным коэффициентам переноса, в частности к теплопроводности и к электропроводности.

Реально анизотропия процессов переноса в замагниченной плазме не проявляется в полной мере из-за ряда осложняющих обстоятельств. Электрический ток в плазме может вызываться не только электрическим полем, но и силами инерции и давления, что снимает в очень многих случаях анизотропию проводимости. Диффузионные же процессы поперек поля осложняются **аномальной диффузией**, связанной с неустойчивостью плазмы. Отсюда возникают непредвиденные трудности при удержании плазмы в магнитных ловушках.

АМБИПОЛЯРНАЯ ДИФФУЗИЯ

В электрически изолированной плазме ионы и электроны не могут диффундировать независимо друг от друга: этим нарушилась бы квазинейтральность. Уже самое ничтожное отклонение от квазинейтральности вызывает силь-

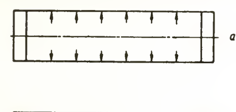
нейшие электрические поля, препятствующие дальнейшему разделению зарядов. В результате «отставшие» частицы тормозят движение частиц, вырвавшихся вперед. Получается то же, что бывает в туристском походе, когда вся группа должна равняться на самых слабых. Конечно, и отставшие немного подтягиваются за передовыми, но в меньшей степени, чем передовые тормозятся. В простейшем случае, если коэффициент диффузии для частиц одного знака во много раз больше, чем для другого, общий коэффициент диффузии оказывается вдвое больше меньшего из них. Такая совместная диффузия противоположно заряженных частиц называется **амбиполярной.**

Без магнитного поля или вдоль него электроны диффундируют гораздо быстрее ионов, так как они легче и более подвижны. При этом коэффициент амбиполярной диффузии равен удвоенному коэффициенту диффузии ионов. Обратные соотношения получаются для диффузии поперек сильного магнитного поля. Тогда коэффициент диффузии ионов гораздо больше (из-за большого циклотронного радиуса) и коэффициент амбиполярной диффузии равен удвоенному коэффициенту диффузии электронов.

Однако возможны условия, в которых диффузия поперек магнитного поля может и не быть амбиполярной. Это относится к случаям, когда разделение зарядов снимается токами, текущими вдоль магнитного поля. Возьмем как пример плазму в цилиндрической трубе с магнитным полем вдоль трубы (рис. 44). Частицы плазмы диффундируют к стенкам поперек магнитного поля. Оказывается, что скорость диффузии существенно зависит от того, чем закрыты торцы цилиндра. Если на торцах стоят изолирующие заглушки, то возникающие в плазме заряды ничем не нейтрализуются. При этом диффузия плазмы должна быть амбиполярной. Скорость ее будет вдвое больше, чем скорость диффузии электронов, и гораздо меньше, чем скорость диффузии ионов поперек поля. Но достаточно заменить изолирующие заглушки заземленными металлическими, чтобы характер диффузии резко изменился [1]. Теперь ионы могут диффундировать со свойственной им большой скоростью, а то, что электроны отстают, — не

[1] В полной мере этот эффект проявляется, если и стенки цилиндра сделаны из проводящего материала

беда. Избыточные электроны могут свободно уходить вдоль магнитного поля на металлические заглушки и через них в землю. Это значит, что возникающие в плазме заряды компенсируются токами, текущими вдоль магнитного поля. При этом диффузия перестает быть амбиполяр-



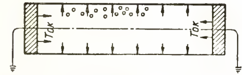


Рис. 44. Амбиполярная (*а*) и саймоновская (*б*) диффузии.

ной, и скорость ее определяется тем из коэффициентов, который больше (**саймоновская диффузия**).

Рассмотренный пример поучителен: из него видно, как коэффициент диффузии, который для других состояний вещества мы привыкли считать физической константой, для плазмы оказывается зависящим от внешних условий. То же происходит часто и с другими физическими величинами, например проводимостью. Имея дело с плазмой, рискованно пользоваться справочником физических констант, так как поведение вещества в состоянии плазмы сложнее, чем в других физических состояниях.

СОВРЕМЕННЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Казалось бы естественным закончить книгу, излагающую основы физики плазмы, обзором ее применений. Однако для этого время еще не пришло. Много интересных технических возможностей мы уже обсуждали, рассматривая отдельные физические вопросы. Но важнейшие технические приложения физики плазмы не вышли еще из стадии лабораторной разработки. Поэтому вместо обзора

приложений мы закончим нашу книгу описанием одного примера типичного плазменного эксперимента.

В классической физике газового разряда плазма создавалась прямым током между металлическими электродами. Степень ионизации была очень низкой. Сильные магнитные поля не применялись. На ход процессов в разряде важное воздействие оказывали физико-химические свойства материала электродов и явления у их поверхности.

Напротив, для современной постановки эксперимента типично стремление получать концентрированную плазму в безэлектродном индукционном разряде и воздействовать на нее мощными магнитными полями, используя свойства вмороженности и магнитного давления. Для получения большой напряженности поля и концентрации энергии прибегают к **импульсным процессам**, продолжающимся тысячные или даже миллионные доли секунды (миллисекунды или микросекунды). Требуемая для импульса электрическая энергия запасается в батарее конденсаторов. Регистрация происходящих в плазме процессов ведется при помощи осциллографов и методами высокоскоростной фотографии. Чтобы получить высокую степень ионизации, приходится работать при малой плотности газа: начальное давление обычно измеряется сотыми или тысячными долями миллиметра ртутного столба.

Эксперимент (рис. 45) заключается в сжатии плазменного шнура быстро нарастающим продольным магнитным полем (θ-пинч). Выпрямитель заряжает конденсаторную батарею. Газ, находящийся в кварцевой трубке, подвергается предварительной ионизации высокочастотным разрядом от маломощного ионизирующего генератора через вспомогательный контур. По истечении заданного малого времени после включения ионизирующего генератора блок запуска замыкает через разрядник конденсаторную батарею на широкий виток, создающий мощное быстро нарастающее магнитное поле. Магнитное поле внутри плазмы измеряют магнитным зондом. Осциллограмму этого поля мы уже приводили на рис. 30. Скоростное фотографирование ведут как с торца, так и сбоку через щель в витке. С торца снимают в режиме **кадровой развертки** — через равные промежутки времени получаются отдельные кадры. Серия таких кадров показана на рис. 46. Сбоку фотографирование ведут в режиме **непрерывной**

развертки на вращающуюся пленку (рис. 47). Сопоставление фоторегистраций и осциллограммы магнитного зонда позволяет расшифровать картину поведения плазменного шнура.

Разряд конденсаторов имеет колебательный характер (см. рис. 30,*б*). В первом полупериоде нарастающее внешнее поле сжимает плазменный шнур вместе с вмороженным в него полем того же знака. Во втором полупериоде внешнее поле меняет знак и возникает процесс диффузии противоположных полей с образованием нейтрального слоя, о котором мы говорили выше. К этому полупериоду относится правая часть осциллограммы, показанной на рис. 30. Возникающие при сжатии нейтрального слоя ударные волны раскачивают плазменный шнур и вызывают свободные магнитно-звуковые колебания. Именно при сжатии нейтрального слоя противоположными полями

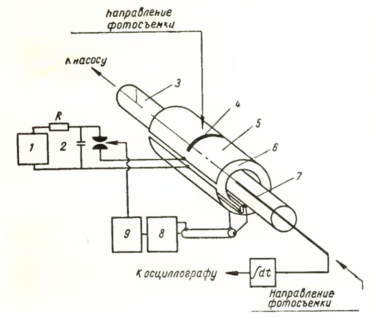


Рис. 45. Схема экспериментальной установки:
1 — выпрямитель; *2* — конденсаторная батарея; *3* — кварцевая трубка; *4* — щель в витке; *5* — широкий виток; *6* — вспомогательный контур; *7* — магнитный зонд; *8* — ионизирующий генератор; *9* — блок запуска.

в экспериментах такого типа (с более быстрым сжатием) были зарегистрированы наивысшие, когда-либо получавшиеся в лаборатории, температуры (по грубым оценкам, порядка десяти миллионов градусов). В дальнейшем быстрые ускоренные движения плазмы приводят к неустойчивости шнура: вдоль магнитных силовых линий выжимаются длинные продольные языки, как видно из сопоставления снимков с торца и сбоку. Как и обычно, «жизнь» плазмы обрывается неустойчивостью. Эта «болезнь» столь же страшна для плазмы, как для человека рак или инфаркт, и борьба с нею — важнейшая задача дальнейшего развития плазменной науки.

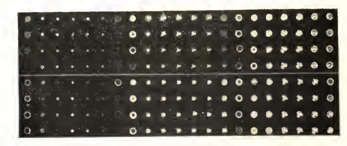


Рис. 46. Фоторегистрация θ-пинча с торца в режиме кадровой развертки.



Рис. 47. Фоторегистрация θ-пинча сбоку в режиме непрерывной развертки.



СОДЕРЖАНИЕ

Цена 24 коп.



ГОСАТОМИЗДАТ 1963 г.